



저작자표시-변경금지 2.0 대한민국

이용자는 아래의 조건을 따르는 경우에 한하여 자유롭게

- 이 저작물을 복제, 배포, 전송, 전시, 공연 및 방송할 수 있습니다.
- 이 저작물을 영리 목적으로 이용할 수 있습니다.

다음과 같은 조건을 따라야 합니다:



저작자표시. 귀하는 원저작자를 표시하여야 합니다.



변경금지. 귀하는 이 저작물을 개작, 변형 또는 가공할 수 없습니다.

- 귀하는, 이 저작물의 재이용이나 배포의 경우, 이 저작물에 적용된 이용허락조건을 명확하게 나타내어야 합니다.
- 저작권자로부터 별도의 허가를 받으면 이러한 조건들은 적용되지 않습니다.

저작권법에 따른 이용자의 권리는 위의 내용에 의하여 영향을 받지 않습니다.

이것은 [이용허락규약\(Legal Code\)](#)을 이해하기 쉽게 요약한 것입니다.

[Disclaimer](#)

이학석사학위논문

광격자에 포획된 원자가
발생하는 공명형광 스펙트럼의
편광에 따른 변화

The change of resonance fluorescence spectrum
from trapped atoms due to polarization

2013년 2월

서울대학교 대학원

물리천문학부

홍 순 기

광격자에 포획된 원자가 발생하는 공명형광 스펙트럼의 편광에 따른 변화

지도교수 안 경 원

이 논문을 이학석사학위논문으로 제출함

2013년 2월

서울대학교 대학원

물리천문학부

홍 순 기

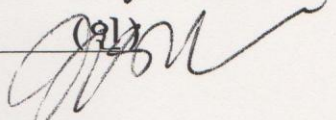
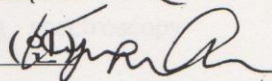
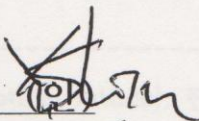
홍순기의 석사학위논문을 인준함

2013년 2월

위 원 장 신 용 일

부 위 원 장 안 경 원

위 원 제 원 호



요 약

본 실험에서 우리는 아주 약한 신호도 측정할 수 있는 실시간 고-분해능 분광 시스템을 이용하여 광격자(optical lattice)안의 ^{85}Rb 원자들이 발생시키는 빛의 근접공명형광 스펙트럼을 관측하였다. ^{85}Rb 원자들은 삼차원 광격자 안에 포획되어 있으며, 이것들은 Lamb-Dicke 영역(regime)에 속한 상태에 있다. 그렇기 때문에 우리가 관측하는 스펙트럼은 하나의 강한 Rayleigh 봉우리(peak) 뿐만 아니라 작은 Stokes 및 anti-Stokes Raman 옆 띠(side band) 봉우리를 가지고 있다. 우리는 관측하는 편광성분을 바뀌감에 따라 스펙트럼의 세 봉우리들의 경향이 달라지는 것을 확인 할 수 있었다.

본 논문에는 우리의 원자 포획 시스템과 실시간 고-분해능 분광 시스템, 그리고 단위격자구조의 자세한 내용이 소개되어 있다. 우리의 원자 포획시스템은 보통의 MOT와 달리 위상 안정화(phase stabilization)가 되어 있으며 실시간 고-분해능 분광 시스템은 광자 수 헤아림 방식의 2차 상관관계함수 분광법을 이용하고 있다.

또, 단위격자의 퍼텐셜 최저점에서의 전기장의 방향으로부터 발생하는 빛의 편광을 계산하였고 이를 편광각에 따른 빛의 세기를 측정하여 이 계산이 타당함을 확인하였다. 또한 여러 가지 편광성분의 스펙트럼을 측정하여 그 형태의 변화를 관측하였고, 특히 oscillation frequency가 포화매개변수와 편광각에 어떻게 의존하는지 정리하였다.

주요어 : 광자기포획(magneto optical trap), 광격자(optical lattice), 편광(polarization), Lamb-Dicke regime, Light beating spectroscopy

학 번 : 2010-23154

목 차

1. 서론	1
2. 배경이론	
2.1. 광격자로서의 광자기포획(magneto optical trap)	
2.1.1. 광자기포획(MOT)	2
2.1.2. 쌍극자 퍼텐셜	4
2.1.3. 위상 안정화된 MOT	5
2.1.4. MOT안의 광격자구조	11
2.2. 광 맥놀이 분광학	
2.2.1. 소개	15
2.2.2. 고전적 결맞음 이론	16
2.2.3. 광학 결맞음의 양자이론	20
2.3 Lamb-Dicke 영역에 속한 원자의 스펙트럼 특성	23
3. 실험 셋업	
3.1. MOT와 레이저 셋업	26
3.2. 검출 시스템	28
4. 단위광격자(the unit cell of optical lattice) 내부의 편광구조	
4.1. 퍼텐셜 최저점에서의 전기마당의 방향	32
4.2. 관측지점에서의 편광	33
5. 실험결과	

5.1. 편광에 따른 빛의 세기 측정 -----	38
5.2. 편광에 따른 스펙트럼의 변화 -----	41
5.3. 종합 -----	43
6. 논 의 -----	45
7. 참고문헌 -----	47

그림 목차

2.1	1-D 광자기포획 설명도 -----	3
2.2	위상안정화 된 광자기포획의 2-D개괄도 -----	6
2.3	위상안정화 되지 않은 광자기포획 퍼텐셜의 시간에 따른 변화 -----	9
2.4	위상안정화 된 광자기포획 퍼텐셜의 시간의 따른 변화 --	10
2.5	위상안정화된 광격자구조를 위한 6방향 빔 구조 -----	11
2.6	광격자구조의 단위 격자의 MOT 퍼텐셜 -----	13
2.7	단위격자의 퍼텐셜 등가선 -----	14
2.8	Lamb-Dicke 영역에 놓인 구속된 원자의 산란 성분 ---	25
3.1	^{85}Rb 원자의 에너지 준위 도표 -----	27
3.2	공명형광 스펙트럼을 얻기 위한 검출 시스템 -----	28
3.3	실시간 도착시간차 τ 정보수집 알고리즘 -----	31
4.1	관측지점에서 바라본 MOT의 단위격자 퍼텐셜과 그 최저점에서 의 전기마당의 방향 -----	32
4.2	관측지점으로 들어오는 빛의 편광 -----	36
4.3	관측지점에서 편광성분별 빛의 세기 예상 곡선 -----	37
5.1	편광성분별 스펙트럼. -----	39
5.2	편광성분별 ν_{osc} -----	40
5.3	편광각에 따른 빛의 세기 -----	41
5.4	포화매개변수와 편광성분별 ν_{osc} . -----	43

표 목차

4.1	단위 격자의 최저점의 위치와 이 최저점에 상응하는 전기마당 의 방향 -----	33
4.2	최저점별 지름방향 거리차와 관측평면상으로 정사영된 벡터의 방향 -----	34

1. 서론

우리 연구실에서 위상 안정화된 MOT와 고-분해능 분광 시스템을 이용하여 선행되었던 연구들은 기본적으로 ^{85}Rb 을 광격자에 잡아두어 그 형광 스펙트럼을 측정하는 방식으로 진행되어 왔다. 그 스펙트럼에는 하나의 강한 Rayleigh 봉우리뿐만 아니라 작은 Stokes 및 anti-Stokes Raman 옆 띠 봉우리가 나타나는데, 가운데에 나타나는 강한 Rayleigh 봉우리와 옆 띠 봉우리 사이의 진동수 차이를 oscillation frequency(ν_{osc})라 부른다. 이것은 광격자 퍼텐셜 최저점의 조화진동자적 퍼텐셜의 깊이정도를 의미하기 때문에 우리의 광격자 구조를 이해하는데 매우 중요한 정보로 받아들여진다.

한편 우리의 관측이 특수한 점은 원자를 잡는 광격자 퍼텐셜을 만들어 주는 빛과 그 원자들을 발광케 하는 프로브 빔의 역할을 하는 빛이 동일하다는 것이다. 그렇기 때문에 원자들은 광격자 퍼텐셜의 최저점에 놓일 때 항상 단위격자의 여덟 종류의 최저점에 놓이게 되고, 이 최저점들에는 각각 각기 다른 한 가지 종류의 전기마당이 위치하게 된다. 항상 같은 전기마당이 위치하다보니 항상 같은 전기마당의 방향을 갖는데, 그 때문에 이 위치에서 발광하는 빛의 편광도 고전전자기학의 쌍극자방출(dipole radiation)에 의해 그 방향으로 정해지게 된다. 그러므로 측정방향에서 관측하는 편광별로 다른 관측결과를 가져다 줄 거라는 것을 유추할 수 있다. 그러나 우리 실험실에서 선행된 연구들에서는 이점을 인지하고 있지 못했다. 본 연구에서는 관측하는 빛의 편광에 대한 정보를 예상하여 스펙트럼의 편광성분별 빛의 세기, 형태, ν_{osc} 등을 추가로 조사함으로써 광격자의 구조를 더욱 구체적으로 이해할 수 있게 되었다.

2. 배경 이론

2.1. MOT as an optical lattice

2.1.1 광자기포획(Magneto optical trap)

MOT는 중성 원자들을 포획하는 실험에 자주 쓰이는 매우 편한 방법으로서 개발된 이래로 널리 사용되어 왔다. MOT의 기본 아이디어는 산란 힘(light scattering force)을 마찰력으로 이용하여 원자를 식히고 감속 시키는 것이다. 여기에서 자기장, 즉 안티 헬름홀츠 코일이 하는 일은 위치마다의 산란 비율(light scattering rate)을 다르게 주어서 원자들이 자기장에 의해 정해진 원점으로 식혀지도록 유도하는 것이다. 그 결과 포획에 관련되는 여러 가지 성질들, 이를테면 포획 크기, 포획 밀도들은 레이저의 세기, 디튜닝(detuning), 자기장의 세기 등의 조건들로 결정된다.

광자의 운동량에 의한 힘인 산란 힘부터 시작하면 아래와 같이 주어진다[1].

$$F_{scattering} = \hbar k \frac{\Gamma}{2} \frac{I/I_{sat}}{1 + I/I_{sat} + 4\delta^2/\Gamma^2} \quad (2.1.1)$$

서로 반대방향으로 진행하는 빛 사이에 놓인 2준위 원자가 받는 힘은 아래와 같이 기술 할 수 있다.

$$\begin{aligned} F_{scattering} &= F_{scatt}(\omega - \omega_0 - kv) - F_{scatt}(\omega - \omega_0 + kv) \quad (2.1.2) \\ &\sim -2\alpha v \\ , \alpha &= 2\hbar k \frac{\partial F}{\partial \omega} \end{aligned}$$

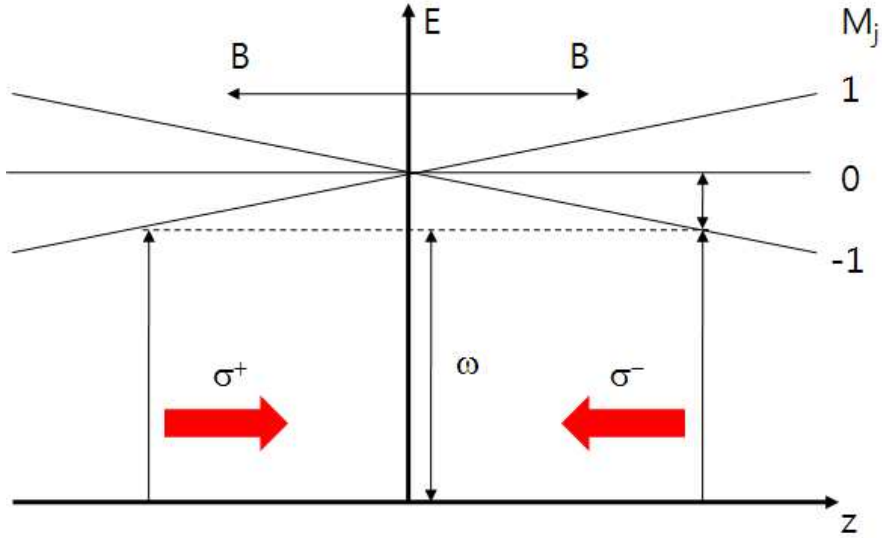


그림 2.1 1-D 광자기포획 설명도

MOT의 경우에 그림2.1과 같이 힘을 받으므로

$$F_{MOT} = F_{scatt}^{\sigma^+}(\omega - kv - (\omega_0 + \beta z)) - F_{scatt}^{\sigma^-}(\omega - kv - (\omega_0 - \beta z)) \quad (2.1.3)$$

$$\sim -2\alpha v - \alpha(\beta/k)z$$

$$\beta = \frac{g\mu_B}{\hbar} \frac{dB}{dz}.$$

이 결과를 이용하여 우리는 MOT에 포획된 원자를 마찰이 있는 퍼텐셜에 갇혀있는 것으로 생각할 수 있다. 최근의 정제된 원자냉각 메커니즘 연구를 통하여 MOT자체로도 광격자를 생성할 수 있음이 알려졌다. MOT 레이저 빔 만으로도 광 간섭 패턴을 얻을 수 있는데, 바로 이 패턴이 광격자를 만드는 쌍극자 힘(dipole force)을 낳는 것이다. 그러나 이 간섭 패턴은 각각의 빔의 위상에 강하게 의존하므로 실험적으로 요구되는 조건을 유지하려면 극심한 주의가 필요하다. 이에 대한 자세한 사항은 단원 2.1.3.에서 자세히 다루도록 하겠다.

2.1.2. 쌍극자 힘에 의한 퍼텐셜

2준위 원자와 빛 마당 사이의 상호작용은 전기쌍극자에 의한 질량 중심 운동으로 설명될 수 있다. 이것은 하이젠베르크의 그림 (Heisenberg's picture)상에서의 질량중심운동량의 변화로 묘사된다. 여기에서는 간단히 결과를 요약하도록 하자.

2준위 원자가 마당과 상호작용 할 때, 원자운동에 가해지는 평균값은 다음과 같이 주어진다[1].

$$F_{average} = F_{dissp} + F_{react}, \quad (2.1.4)$$

이 둘은 각각

$$F_{dissp} = \frac{1}{2} \hbar k \Gamma \left(\frac{\Omega_0^2/2}{\delta^2 + (\Gamma/2)^2 + \Omega_0^2/2} \right) \quad (2.1.5)$$

$$F_{dissp} = \frac{\hbar \delta}{4} \left(\frac{\nabla \Omega_0^2}{\delta^2 + (\Gamma/2)^2 + \Omega_0^2/2} \right) \quad (2.1.6)$$

여기에서 Ω_0 는 라비 진동수이고, δ 는 디튜닝 그리고 Γ 는 원자 전이선의 자연선폭에 해당한다.

소산힘(dissipative force)은 사실 우리가 항상 광자 산란 과정으로 설명하는 산란 힘에 해당한다. 반면에 반작용힘은 쌍극자 힘이다. 이 힘은 마당기울기(the field gradient)가 0인 경우에는 생기지 않는 힘이다. 많은 경우에 쌍극자 힘은 쌍극자 퍼텐셜로부터 유도된 것으로 간주한다. 그 쌍극자 퍼텐셜은 다음과 같이 기술된다.

$$U_{opt} = -\frac{\hbar \delta}{2} \ln \left[1 + \frac{\Omega_0^2/2}{\delta^2 + (\Gamma/2)^2} \right]. \quad (2.1.7)$$

그러면 $F_{react} = -\nabla U_{opt}$ 의 관계가 성립한다.

많은 실험을 통하여 밝혀진 바로는 식(2.1.7)에서 디튜닝이 상대적으로 크기 때문에 위 방정식은 아래와 같이 근사될 수 있다고 한다.

$$U_{dipole} = -\frac{\hbar\Omega_0^2}{4\delta} \quad (2.1.8)$$

보통 위와 같은 쌍극자 퍼텐셜을 실험적으로 구현하려면 정상파를 이용하여 주기적으로 반복되는 광학적 살창 구조 퍼텐셜을 구성하여야 한다. 공명에서 멀리 떨어진 쌍극자 포획을 이용한 실험적, 혹은 이론적 연구들에 따르면, 2D , 3D 구성으로 광격자 실험이 진행되었는데, 그 실험들에서 위의 근사적인 퍼텐셜이 잘 들어맞는 것으로 알려졌다. 그렇지만 우리의 경우에 디튜닝 값이 3Γ 정도 밖에 안되기 때문에 공명에서 멀리 떨어져 있다고 할 수가 없다. 그래서 우리는 3D 광격자 퍼텐셜을 구하기 위하여 더 직접적인 형태의 계산을 사용하였다. 단원 2.1.4.에 이 계산내용이 소개되어있다.

2.1.3. 위상 안정화된 MOT

광격자에 포획된 원자의 원자운동과 그 동역학을 잘 조정하기 위해서는 퍼텐셜을 만드는 여러 개의 레이저 빔들의 간섭패턴을 잘 다뤄야 한다는 것이 잘 알려져 있다. 왜냐하면 간섭패턴이 원자와 빛 사이의 상호작용을 결정짓기 때문이다. 이 간섭패턴은 사용된 레이저 빔들의 상대적인 위상 차이에 의존하기 때문에 많은 실험적 그리고 이론적 연구들이 이 위상 떨림을 최소화하기 위해 제안되고 시행되었다. 그래서 광 퍼텐셜을 안정화하기 위해서 어떤 연구그룹은 상호 위상 떨림을 최소화하기 위해 사용하는 빔의 숫자를 줄였고 (n-차원 격자를 만들 때 n+1개의 빔을 사용)[2,3], 또 어떤 그룹은 동

적으로(actively) 광경로를 조절하는 방법을 사용하기도 하였다[4]. 1990년대에 정적으로 상호 위상을 안정화하는 비교적 간단한 방법이 제안되었으며 몇몇 그룹에 의해 실현되기도 하였다[5,6].

이 정적인(passive) 위상 안정화의 개념을 간략하게 소개해 보고자 한다. 우리는 정적인 위상 안정화의 원리를 밝혀내기 위해 [6]의 수학 유도과정을 면밀히 따라가 보았다. 각자 독립적인 위상을 지닌 레이저 마당이 만드는 정상파 구성의 효과는 2D 설정에서 손쉽게 알 수 있다.

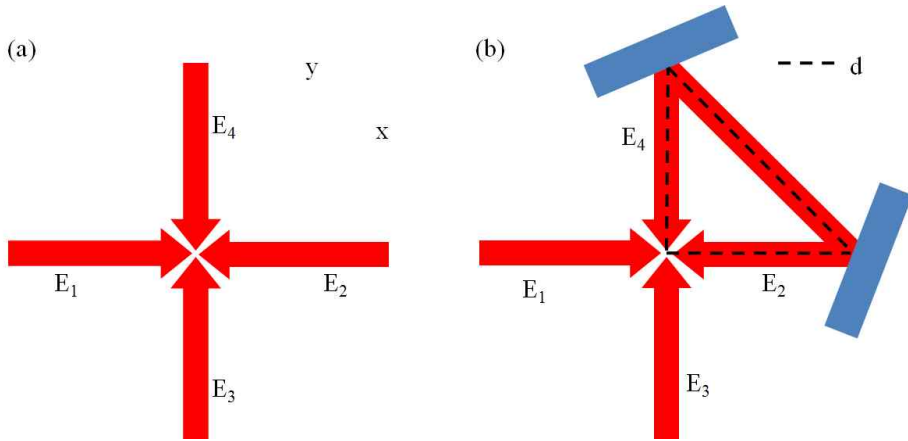


그림 2.2 위상안정화 된 광자기포획의 2-D개괄도

먼저 그림2.2(a)와 같이 2-D 정상파가 만드는 전기마당의 경우를 생각해보자. 네 개의 전기마당 각각은 아래와 같이 기술된다.

$$\begin{aligned}
 \mathbf{E}_1 &= \cos(\omega t - kx + \phi_1) \hat{j} \\
 \mathbf{E}_2 &= \cos(\omega t + kx + \phi_2) \hat{j} \\
 \mathbf{E}_3 &= \cos(\omega t - ky + \phi_3) \hat{i} \\
 \mathbf{E}_4 &= \cos(\omega t + ky + \phi_4) \hat{i}
 \end{aligned}
 \tag{2.1.9}$$

여기에서 \hat{i}, \hat{j} 는 각각 \mathbf{E}_1 과 \mathbf{E}_3 와 평행한 단위 벡터이고, $k = \omega/c$, 그리고 $\phi_1, \phi_2, \phi_3, \phi_4$ 는 각각 $\mathbf{E}_1, \mathbf{E}_2, \mathbf{E}_3, \mathbf{E}_4$ 의 위상 차이에 해당한다. 네 전기마당을 모두 더하면,

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{\text{tot}} = & 2\cos(\omega t + \frac{\phi_3 + \phi_4}{2})\cos(ky + \frac{\phi_4 - \phi_3}{2})\hat{i} \\ & + 2\cos(\omega t + \frac{\phi_1 + \phi_2}{2})\cos(kx + \frac{\phi_2 - \phi_1}{2})\hat{j} \end{aligned} \quad (2.1.10)$$

위의 방정식에서 공간변수에 해당하는 부분을 보면, 공간적 위상변화(x, y가 들어가 있는 항들)는 공간적 원점만 이동될 뿐이기 때문에 간섭패턴의 전체적인 병진이동이 일어나는 변화를 가져온다. 그러나 이는 실험결과에 큰 영향을 끼치지 않는다. 왜냐하면 원자 내부의 자유도의 시간 단위가 음향적(acoustic) 떨림(jittering)에 비해서 훨씬 빠르기 때문에 원자는 서행하여 간섭패턴의 공간적 병진이동을 따르기 때문이다. 그러나 시간변화를 나타내는 항은 큰 문제를 준다. 아주 작은 시간적 위상변화도 간섭패턴에 커다란 변화를 주는 것을 볼 수 있다. 그림2.3은 이 항들에 의해서 어느 정도로 간섭패턴이 변하는지 보여주고 있다. 광학기기들의 역학적 미세한 떨림에 의해 아주 작은 광경로의 차이가 발생해도 전체간섭무늬에 커다란 변화를 가져온다. 더 선명하게 그 것을 보이기 위하여, 우리는 네 개의 빔에 광학기기들에 의한 위상 떨림의 진동수를 각각 아주 작은 차이를 갖게 주어서 시간에 따라 그려 보았다. 그 결과는 그림2.3에 담겨 있으며, 이런 상태라면 원자는 잘 정의된 광 퍼텐셜을 느끼지 못하며, 원자들의 속박을 실험적으로 밝혀내는 데에 어려움이 생긴다.

한편 그림 2.2(b)와 같은 경우를 고려해보자. 이 경우에는 다음과 같은 광경로 구속(constraint)을 이용할 수 있다.

$$\phi_2 = \phi_3 + kd, \phi_4 = \phi_1 + kd \quad (2.1.11)$$

여기에서 kd 는 경로 d 를 동안 누적된 위상차에 해당한다. 이 구속조

건을 적용하면 전체 전기마당이 다음과 같이 주어진다.

$$\mathbf{E}_{\text{tot}} = 2\cos(\omega\tau)\left[\cos\left(ky + \frac{\phi_4 - \phi_3}{2}\right)\hat{i} + \cos\left(kx + \frac{\phi_2 - \phi_1}{2}\right)\hat{j}\right] \quad (2.1.12)$$

여기서

$$\tau = t + \frac{\phi_1 + \phi_2}{2\omega} = t + \frac{\phi_3 + \phi_4}{2\omega} \quad (2.1.13)$$

이제는 시간적 위상을 나타내는 항이 시간-평균화 되어 공간적 간섭 패턴에는 각각의 위상 ϕ_i 가 전혀 영향을 미치지 않음을 알 수 있다. 결국 전체 간섭패턴에 남는 영향은 공간적 위상흐름에서 오는 것뿐인데, 이것은 고려할 필요가 적다. 왜냐하면 위에서 언급했듯이 원자의 자유도의 시간단위가 공간적 위상 떨림에 비해서 훨씬 빠르기 때문이다. 이 경우에 시간에 따른 퍼텐셜의 변화를 도표로 나타내면 그림 2.4와 같이 드러난다. 이 경우 포획된 원자는 잘 정의된 퍼텐셜을 느끼게 된다.

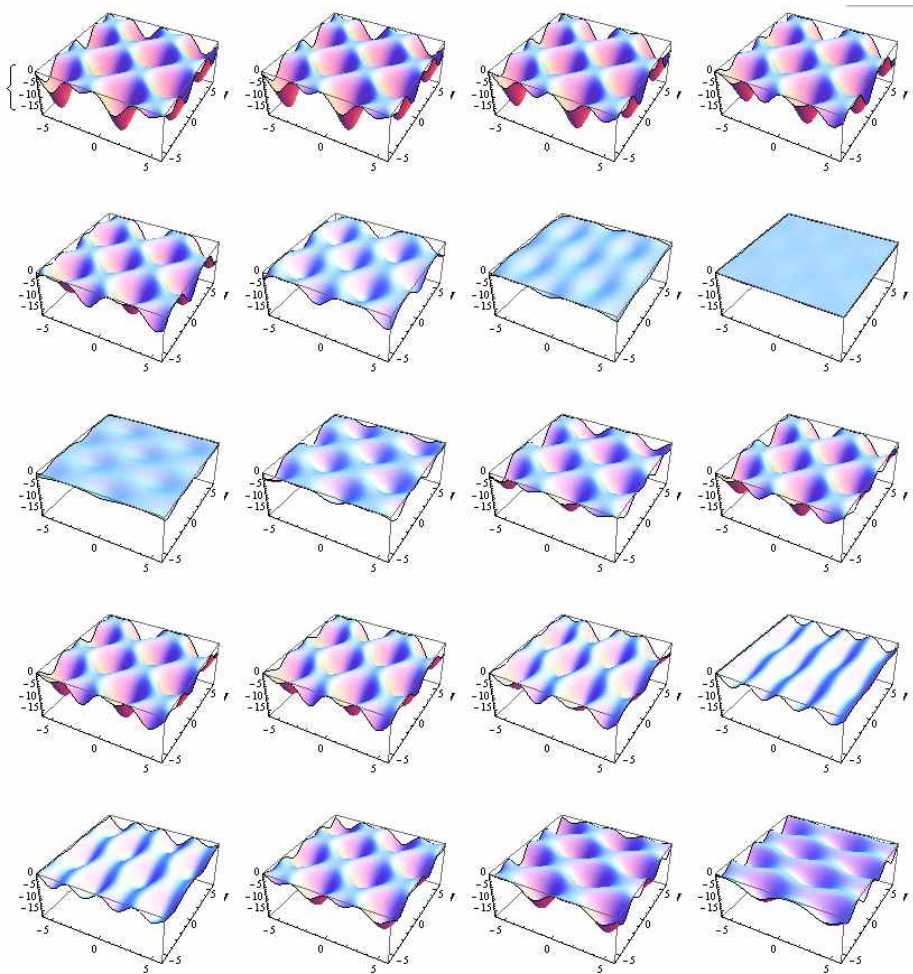


그림 2.3 위상안정화 되지 않은 광자기포획 퍼텐셜의 시간에 따른 변화

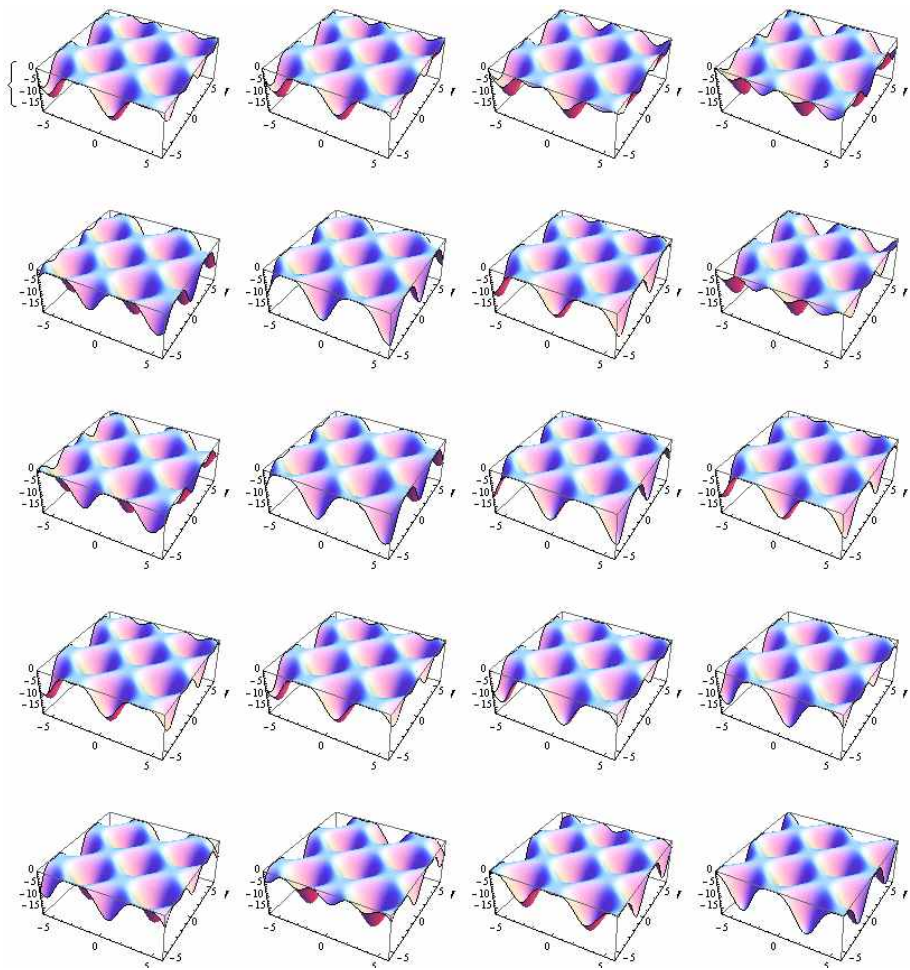


그림 2.4 위상안정화 된 광자기포획 퍼텐셜의 시간에 따른 변화

2.1.4 MOT와 격자구조

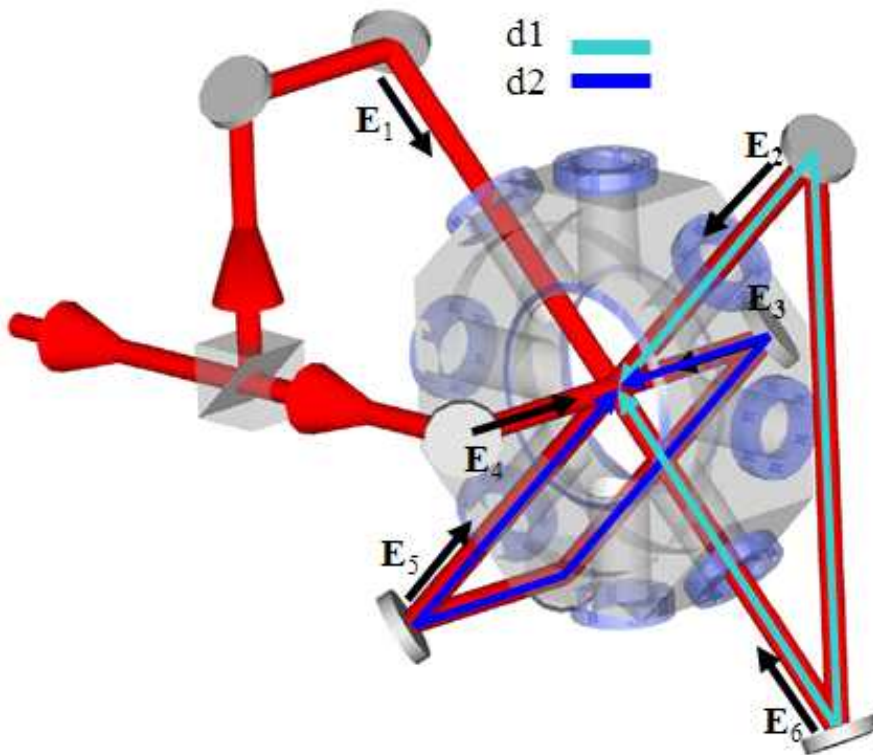


그림 2.5 위상안정화된 광격자구조를 위한 6방향 빔 구조

그림2.5와 같이 빔들이 위상 안정화 되어 직교하는 세 축으로 한 점에 모이면, 위상 안정화된 3-D MOT가 만들어 진다. 여섯 개의 빔의 전기 마당을 각각 그림2.5에서 이름 붙인 대로 $E_1, E_2, E_3, E_4, E_5, E_6$ 라 하면 각각은 아래와 같다[7].

$$\begin{aligned}
\mathbf{E}_1 &= \cos(\omega t - kx + \phi_1)\hat{j} + \sin(\omega t - kx + \phi_1)\hat{k}, \\
\mathbf{E}_2 &= \cos(\omega t - ky + \phi_2)\hat{k} + \sin(\omega t - ky + \phi_2)\hat{i}, \\
\mathbf{E}_3 &= \cos(\omega t + kz + \phi_3)\hat{i} + \sin(\omega t + kz + \phi_3)\hat{j}, \\
\mathbf{E}_4 &= \cos(\omega t - kz + \phi_4)\hat{j} - \sin(\omega t - kz + \phi_4)\hat{j}, \\
\mathbf{E}_5 &= \cos(\omega t + ky + \phi_5)\hat{k} - \sin(\omega t + ky + \phi_5)\hat{i}, \\
\mathbf{E}_6 &= \cos(\omega t + kx + \phi_6)\hat{j} - \sin(\omega t + kx + \phi_6)\hat{k},
\end{aligned} \tag{2.1.14}$$

여기에서 \hat{i} , \hat{j} 와 \hat{k} 는 각각 \mathbf{E}_1 , \mathbf{E}_2 와 \mathbf{E}_4 와 동일한 방향을 가지는 단위벡터이다. 그리고 $k = \omega/c$ 이고, $\phi_1, \phi_2, \dots, \phi_6$ 은 각각 $\mathbf{E}_1, \mathbf{E}_2, \mathbf{E}_3, \mathbf{E}_4, \mathbf{E}_5, \mathbf{E}_6$ 의 위상 성분을 의미한다.

여기에서 이 빔들이 서로 독립적인 것이 아니기 때문에 위상성분들에 대하여 구속조건들이 있기 때문에 이 전기마당들을 모두 더한 총 전기마당은 다음과 같이 주어진다[6].

$$\begin{aligned}
\mathbf{E}_{\text{tot}} &= 2 \cos \omega \tau [(\cos kz - \sin kY)\hat{i} + (\cos kX + \sin ky)\hat{j} \\
&+ (\cos kY - \sin kX)\hat{k}]
\end{aligned} \tag{2.1.15}$$

여기에서

$$\begin{aligned}
\tau &= t + \frac{\phi_1 + \phi_6}{2\omega} = t + \frac{\phi_2 + \phi_5}{2\omega} = t + \frac{\phi_3 + \phi_4}{2\omega} \\
X &= x + d_1 + d_2, \\
Y &= y + d_2
\end{aligned} \tag{2.1.16}$$

여기에서 d_1 과 d_2 는 그림 2.5에 색으로 표시된 경로의 길이를 의미한다. 시간적 위상 항이 $\omega\tau$ 만 남는 것을 보면, 위상안정화가 되었음을 알 수 있다. 광격자에 해당하는 퍼텐셜은 이 총 전기마당이 만드는 정상파의 간섭무늬에 비례하게 된다.

$$V \propto -|\mathbf{E}_{tot}|^2 = -2(3 - 2 \sin kY \cos kz + 2 \sin kX \sin kz + 2 \cos kX \cos kY) \quad (2.1.17)$$

이 퍼텐셜을 그림으로 나타내면 아래와 같이 그려진다.

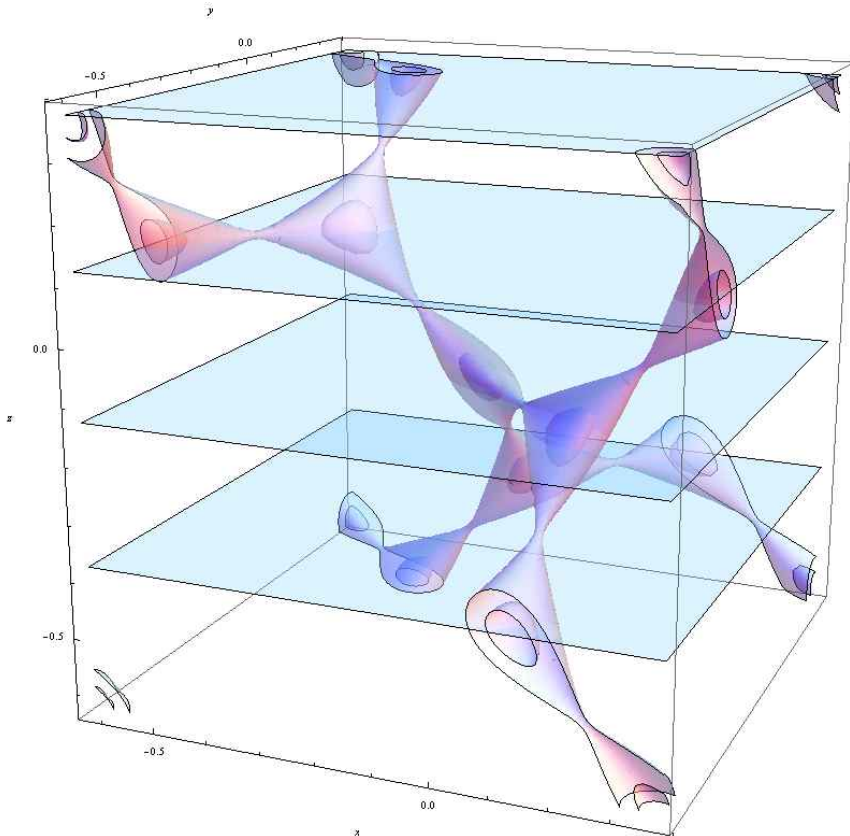


그림 2.6 광격자구조의 단위 격자의 MOT 퍼텐셜. 네 개의 평면에 의한 단면의 등가선 도표가 그림 2.7에 나타나있다.

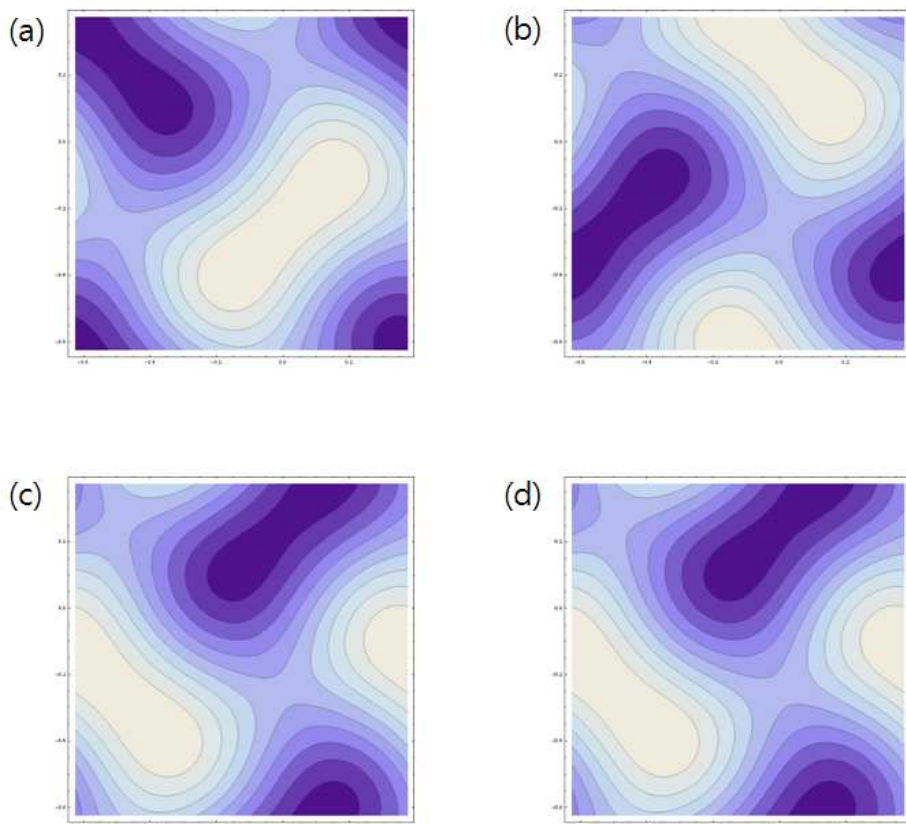


그림 2.7 단위격자의 퍼텐셜 등가선. 진한 색이 더 작은 값의 퍼텐셜을 나타낸다.

2.2 광 맥놀이 분광학 (light beating spectroscopy)

2.2.1. 소개

광 맥놀이 분광학은 빛의 맥놀이현상을 이용하여 광학적 선 모양을 분석하는 분광학적 분석법이다. 이는 굉장히 좁은 선폭을 가진 두 빛을 섞었을 때 나오는 광자 전류가 이 둘의 진동수 차이만큼의 진동수를 갖는 교류 성분을 가지는 성질을 이용한다. 이 기술이 다른 기술들에 비해서 극도로 높은 분해능을 보이기 때문에, 많은 연구자들이 이를 실험적으로, 이론적으로 연구하여왔다. 현존하는 최고 분해능을 가진 분산 분광학(dispersive spectroscopy) 기계를 이용해도 그 분해능은 수십 메가헤르츠(MHz) 정도이다. 그렇기 때문에 이 “광 맥놀이”를 이용한 분광학은 다양한 연구에 성공적으로 응용되어 왔다. 이 방법의 성과로, 움직이는 불순한 유체에서 그 속도 때문에 생겨나는 도플러 편이를 나타내는 빛 산란의 관찰[8] 등등의 연구가 있었다. 이 분광학의 목표는 이에서 더 나아가 유체나 가스에서의 빛 산란뿐만 아니라 포획된 원자에서의 빛 산란에 대한 정교한 관측으로 까지 확장 되었다[9].

2.2.2. 고전적 결맞음 이론

먼저, 단위 시간당 전기마당에 의해 빛을 내는 광음극(photocathode)에서부터 광전자가 방출 될 확률은 아래와 같이 주어진다[10].

$$W^{(1)}(t) = \sigma E^*(t)E(t) \quad (2.2.1)$$

여기에서 $E^*(t)E(t)$ 는 순간 세기 $I(t)$ 이고 σ 는 잘 정의된 양자효율이다.

이제 광전류(photo-electric current) $i(t) = e W^{(1)}(t) = e\sigma E^*(t)E(t)$ 임을 알 수 있다. 한편 연계확률(시간 t 때 하나의 광전자가 방출 되고 나서 또 다른 시간 $t+\tau$ 때에 또 광전자를 방출할 확률)은

$$W^{(2)}(t, t+\tau) = \sigma^2 E^*(t)E(t)E^*(t+\tau)E(t+\tau) \quad (2.2.2)$$

그런데 우리는 항상 실험할 때 평균치만을 측정할 수 있기 때문에, 위의 값들에 평균을 취해 정적인 마당으로 기술하면,

$$\langle i(t) \rangle = e \langle W^{(1)}(t) \rangle = e\sigma \langle E^*(t)E(t) \rangle = e\sigma \langle I \rangle \quad (2.2.3)$$

$$\langle W^{(2)}(t, t+\tau) \rangle = \sigma^2 \langle E^*(t)E(t)E^*(t+\tau)E(t+\tau) \rangle = \sigma^2 \langle I^2 \rangle g^{(2)}(\tau),$$

여기에서

$$g^{(2)}(t) = \frac{\langle E^*(t)E(t)E^*(t+\tau)E(t+\tau) \rangle}{\langle E^*E \rangle} \quad (2.2.4)$$

한편, 광전류의 세기 스펙트럼 $P_i(\omega)$ 은 Wiener-Khintchine 의 이론을 이용하여 구할 수 있다.

$$P_i(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\omega\tau} C_i(\tau) d\tau, \quad (2.2.5)$$

$C_i(\tau)$ 는 전류 자동상관관계(autocorrelation) 함수로 아래와 같이 정의 된다.

$$C_i(\tau) = \langle i(t)i(t+\tau) \rangle = e^2 \langle W^{(1)}(t) W^{(1)}(t+\tau) \rangle, \quad (2.2.6)$$

그리고

$$C_i(\tau) = C_i^*(-\tau). \quad (2.2.7)$$

우리는 여기서 광전류 $i(t)$ 가 띄엄띄엄(discrete)하고 무한히 좁은 펄스들로 구성되어 있다고 가정하고 있기 때문에, $C_i(\tau)$ 는 전자들이 각각 별개인지 아니면 두 개의 시점 t 와 $t+\tau$ 사이에 있는지에 따라서 다음의 두 가지를 이용하여 구할 수 있다.

$$\langle W^{(1)}(t) W^{(1)}(t+\tau) \rangle = \langle W^{(2)}(t, t+\tau) \rangle = \sigma^2 \langle I \rangle^2 g^{(2)}(\tau), \quad (2.2.8)$$

그리고

$$\langle W^{(1)}(t) W^{(1)}(t+\tau) \rangle = \langle W^{(1)}(t) \rangle \delta(\tau) = \sigma \langle I \rangle \delta(\tau). \quad (2.2.9)$$

그러므로 전류 자동상관관계(autocorrelation)함수는 아래와 같다.

$$\begin{aligned} C_i(\tau) &= e^2 \sigma \langle I \rangle \delta(\tau) + e^2 \sigma^2 \langle I \rangle^2 g^{(2)}(\tau) \\ &= e \langle i \rangle \delta(\tau) + \langle i \rangle^2 g^{(2)}(\tau). \end{aligned} \quad (2.2.10)$$

헤테로다인(heterodyne) 검출법

헤테로다인 검출법에서는 검출기는 측정해야 할 신호마당(signal field)과 로컬 진동자(Local oscillator: LO) 마당에 의해서 항상 빛을 받고 있다. 이 경우 신호 마당 E_s 와 LO 마당 $E_{LO} = E_{LO} e^{-i\omega_{LO}t}$ 의 평균화된 광전류는 다음과 같다.

$$\begin{aligned}\langle i_s(t) \rangle &= e\sigma \langle E_s^*(t) E_s(t) \rangle, \\ \langle i_{LO}(t) \rangle &= e\sigma \langle E_{LO}^*(t) E_{LO}(t) \rangle = e\sigma |E_{LO}|^2.\end{aligned}\quad (2.2.11)$$

이제 광전류 자동상관관계 함수는

$$C_i(\tau) = e^2 \sigma \delta(\tau) \langle E^*(t) E(t) \rangle + e^2 \sigma^2 \langle E^*(t) E(t) E^*(t+\tau) E(t+\tau) \rangle. \quad (2.2.12)$$

여기에서 $E(t) = E_s(t) + E_{LO}(t)$ 를 위 식에 대입하여 전개하면 수많은 항이 나오지만 대부분은 그냥 0 이거나 시간과 관계없는 항이 나오게 된다. 그래서 남는 항은 아래와 같다.

$$\begin{aligned}I_{LO} \left\{ e^{i\omega_{LO}\tau} \langle E_s^*(t) E_s(t+\tau) \rangle + e^{-i\omega_{LO}\tau} \langle E_s(t) E_s^*(t+\tau) \rangle \right\} \\ + \langle E_s^*(t) E_s(t) E_s^*(t+\tau) E_s(t+\tau) \rangle.\end{aligned}\quad (2.2.13)$$

이 중 셋째 항은 호모다인 검출에 관한 항이기 때문에 우리의 관심의 대상이 아니다. 그러므로 유효(effective) 광전류 자동상관관계 함수는 다음과 같다.

$$\begin{aligned}C_i^{eff}(\tau) &= e^2 \sigma I_{LO} \delta(\tau) + e^2 \sigma^2 I_{LO}^2 \\ &\quad + e^2 \sigma^2 I_{LO} \langle I_s \rangle \left\{ e^{i\omega_{LO}\tau} g_s^{(1)}(\tau) + e^{-i\omega_{LO}\tau} g_s^{(1)*}(\tau) \right\}.\end{aligned}\quad (2.2.14)$$

그래서 마침내

$$C_i^{eff}(\tau) = ei_{LO} \delta(\tau) + i_{LO}^2 + i_{LO} \langle i_s \rangle \left\{ e^{i\omega_{LO}\tau} g_s^{(1)}(\tau) + e^{-i\omega_{LO}\tau} g_s^{(1)*}(\tau) \right\}. \quad (2.2.15)$$

이제 Wiener-Khintchine 식(2.2.5)을 이용하여 신호와 LO가 섞인 것의 광전류 스펙트럼을 구할 수 있다.

$$P_i(\tau) = \frac{ei_{LO}}{2\pi} + i_{LO}^2 \delta(\omega) + \frac{i_{LO} \langle i_s \rangle}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\omega\tau} \left\{ e^{i\omega_{LO}\tau} g_s^{(1)}(\tau) + e^{-i\omega_{LO}\tau} g_s^{(1)*}(\tau) \right\} d\tau. \quad (2.2.16)$$

호모다인 검출법에서와 마찬가지로 첫째항은 샷 노이즈이고, 두 번째는 직류(d.c.), 그리고 세 번째가 바로 헤테로다인 빛 맥놀이 스펙트럼이다. 이 경우에 헤테로다인 항은 $g_s^{(2)}$ 보다는 $g_s^{(1)}$ 에 의존하기 때문에 호모다인 검출법에서처럼 $g_s^{(1)}$ 과 $g_s^{(2)}$ 의 관계를 따로 알 필요가 없다. 이것이 이 검출법의 장점이다.

한편 많은 실험 경우들에 따르면, 규격화된 1차 상관관계 함수는 아래와 같은 형태를 가지고 있다.

$$g^{(1)}(\tau) = e^{-i\omega\tau} e^{-\gamma|\tau|} \quad (2.2.17)$$

또한, 무작위한 가우스 빛 마당의 경우 아래와 같은 사실이 알려져 있으므로

$$g^{(2)}(\tau) = 1 + |g^{(1)}(\tau)|^2, \quad (2.2.18)$$

최종적으로

$$P_i^+(\omega) = \frac{ei_{LO}}{\pi} + i_{LO}^2 \delta'(\omega) + 2 \frac{\gamma/\pi}{(\omega - |\omega_0 - \omega_{LO}|)^2 + \gamma^2} i_{LO} \langle i_s \rangle, \quad (2.2.19)$$

여기에서 델타함수는 재 정의된 것이다.

결과적으로 광전류 스펙트럼은 $\omega_0 - \omega_{LO}$ 를 중앙으로 하는 로렌츠곡선이고, 광학 스펙트럼과 일치하는 것으로 나타난다.

이렇게 헤테로다인 검출법을 이용하면 광원이 가지는 통계종류와 상관없이 광학 스펙트럼과 똑같은 광전류 스펙트럼을 얻을 수 있다. (호모다인 검출법의 경우에는 신호마당이 가우스 통계를 따를 때만 광전류 스펙트럼을 통해 광학 스펙트럼을 가질 수 있다.) 더 나아가서 헤테로다인 검출법으로 얻은 스펙트럼은 중앙이 이동하여 있으므로 d.c.노이즈 등등으로부터 오는 각종 스펙트럼의 왜곡을 피할 수 있다. 실험적으로 유리하다고 할 수 있다.

2.2.3. 광학 결맞음의 양자이론

이 단원에서는 전기마당의 고전적 기술을 두 전기 마당 연산자로 나누어서 양수 부분과 음수부분으로 기술 하게 된다[12, 13]. 이 표현을 따라가게 되면 두 부분은 각각 광자 소멸 연산자와 광자 생성 연산자에 해당하게 된다. 완벽한 광자 검출기가 위치 r 에 시간 t 에 한 개의 광자를 흡수할 확률은 그 세기에 비례한다.

$$I(r,t) = \langle \Psi | E^{(-)}(r,t) E^{(+)}(r,t) | \Psi \rangle \quad (2.2.20)$$

여기에서 $|\Psi\rangle$ 는 마당의 초기상태이다.

그러면 단위 시간ⁿ 당 n 겹(n-fold)의 지연된 광자가 동시에 들어오는 비율은 다음과 비례한다.

$$W^{(n)}(r_1, t_1 \cdot \cdot \cdot r_n, t_n) = \langle \Psi | E^{(-)}(r_1, t_1) \cdot \cdot \cdot E^{(-)}(r_n, t_n) E^{(+)}(r_n, t_n) \cdot \cdot \cdot E^{(+)}(r_1, t_1) | \Psi \rangle. \quad (2.2.21)$$

보통 이럴 때는 밀도 연산자 ρ 를 이용하여 다차(multi-order) 상관관계 함수를 만들 수 있다.

$$G^{(1)}(r, t, r', t') = Tr\{\rho E^-(r, t) E^+(r', t')\}, \quad (2.2.22)$$

•
•
•

$$G^{(n)}(r_1 t_1 \cdot \cdot \cdot r_{2n} t_{2n}) = Tr\{\rho E^{(-)}(r_1, t_1) \cdot \cdot \cdot E^{(-)}(r_n, t_n) E^{(+)}(r_{n+1}, t_{n+1}) \cdot \cdot \cdot E^{(+)}(r_{2n}, t_{2n})\}.$$

광전류 자동상관관계 함수의 표현은 [8, 11, 12]에서 찾아 볼 수 있고, 그 결과는

$$\langle i(t) i(t+\tau) \rangle = e^2 \sigma \delta(\tau) G^{(1)}(0) + e^2 \sigma^2 G^{(2)}(\tau), \quad (2.2.23)$$

여기에서 σ 는 검출기의 양자 효율이다. (완벽한 검출기를 가정하였으므로 여기에선 1의 값을 갖는다.)

다시 가우스적인 마당을 대입하면 다음의 관계를 이용할 수 있다.

$$G^{(2)}(\tau) = G^{(1)}(0)(1 + |g^{(1)}(\tau)|^2) \quad (2.2.24)$$

이를 이용하면 위 식이 아래와 같이 쓰일 수 있다[13].

$$\langle i(t) i(t+\tau) \rangle = e \langle i(t) \rangle \delta(\tau) + \langle i(t) \rangle^2 (1 + |g^{(1)}(\tau)|^2), \quad (2.2.25)$$

여기에서

$$g^{(1)}(\tau) = G^{(1)}(\tau)/G^{(1)}(0) \quad (2.2.26)$$

는 규격화된 형태이다.

$g^{(1)}(\tau)$ 는 그저 규격화된 광학 스펙트럼의 푸리에 변환이기 때문에, 우리는 이전 단원에서 유도하였던 것과 똑같은 결과를 얻을 수 있다. 헤테로다인 검출법으로의 유도는 결맞는 LO 마당과 관련되어 있는 것으로 여러 곳에서 의논되어 있다[8]. 그리고 그 결과도 고전적으로 유도한 것과 마찬가지로 한다.

최근에 광자숫자세기기반 상관관계분광학(photon-counting-based second-order-correlation spectroscopy: PCSOCS)기술로 헤테로다인 검출법을 하는 것이 극도로 약하고 흔들리는 광원을 연구하는 것에 적합하다는 것이 보고되었다[14]. 이것을 이용하면 광학 스펙트럼과 ω_0 만큼의 평행이동한 차이만을 보이고 나머지는 완전히 일치하는 결과를 얻을 수 있다.

$$g_{Hete}^{(2)}(\tau) \simeq const.s. + 2 \frac{I_0 I_{LO}}{(I_0 + I_{LO})^2} |g^{(1)}(\tau)| \cos \omega_{LO} \tau. \quad (2.2.27)$$

요약하면, 광전류 상관관계 함수의 양자와 고전 이론적 예상이 (일치할 이유가 없는데도 불구하고) 우리가 필요로 하는 영역에서는 일치하는 것을 알 수 있다.

2.3 Lamb-Dicke 영역에 속한 원자의 스펙트럼 특성

원자의 질량중심이 공간적으로 파장에 비해 매우 느리게 이동하는 영역을 Lamb-Dicke 영역(Lamb-Dicke regime: LDR)이라고 부른다. 이 영역에서는 매우 흥미로운 스펙트럼 특성이 생겨난다. Lamb-Dicke 영역에 대한 기본적인 개념들은 [15, 16]에서 찾아 볼 수 있다. 우리는 여기에서 LDR에 놓인 원자들이 방출하는 광자들의 스펙트럼의 성질에 대해서 언급해보자.

κ_0 방향으로 방출된 광자는 다음과 같이 주어진다.

$$I_{nl}(\kappa_0) = \left| \langle \chi_l | e^{-i\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{R}} | \chi_n \rangle \right|^2 \quad (2.3.1)$$

여기에서 $k_0 = (\omega_0/c)\kappa_0$ 이고, n, l 은 진동 양자수 (vibration quantum number)이다. 우리는 여기에서 $|E_n - E_l| \ll \hbar\omega_0$ 라고 가정하였다. 여기에서 $\hbar\omega_0 = E_b - E_a$ 이다. 원자 중심이 이동하는 거리 D 작다고 했을 때 $|k_0 D| \ll 1$ 라 할 수 있고, 그러면 식(2.3.1)의 가운데 항을 1이라 둘 수 있고 그러면

$$I_{nl}(\kappa_0) = \left| \langle \chi_l | \chi_n \rangle \right|^2 = \delta_{nl} \quad (2.3.2)$$

이것은 원자가 전이할 때 진동양자수가 변하지 않는 전이가 가장 세기가 강하다는 것을 의미하고, LDR에서는 스펙트럼이 델타함수와 같은 꼴로 나올 것을 기대할 수 있게 한다.

LDR에 속한 원자의 스펙트럼을 준양자적(semi-classical)으로 분석해보자. 멈추어 있는 원자의 경우 산란광은 가해지는 레이저와 같은 진동수를 갖는다. 만일 원자가 특정온도를 가지기 때문에 생기는 어떠한 속도를 가지고 움직인다면, 산란광은 도플러 편이를 겪는다.

그러나 조화진동자 운동(harmonic motion)을 갖는 원자라면 산란광의 진동수가 사인함수의 꼴로 분포하게 된다. 이것과 관련된 전기마당은 다음과 같이 표현된다.

$$E = E_0 \cos(\omega_0 t - ka \sin(\omega_t t)) \quad (2.3.3)$$

여기에서 $k = 2\pi/\lambda$ 이고, 이것은 구속광(trapping light)의 파수벡터(wave vector)이다. 그리고 ω_t 는 원자운동의 진동수이고 a 는 그 운동의 진폭이다.

광학적 파장에 비해서 원자운동의 중심이 잘 고정(well-localized)되어 있을 때, 즉, 원자운동의 진폭이 가해지는 빛의 파장에 비해 몹시 작을 때, $ka_0 \ll 1$, 우리는 방정식을 다음과 같이 전개할 수 있다.

$$E \simeq E_0 \cos(\omega_0 t) + E_0 ka/2 [\cos((\omega_0 + \omega_t)t) - \cos((\omega_0 - \omega_t)t)] \quad (2.3.4)$$

여기에서 첫째항 $\cos(\omega_0 t)$ 이 주 모드(carrier mode)이고, 두세 번째항이 각각 파랑, 빨강 옆띠(blue, red side band)이다.

식(2.3.4)에서 주 모드의 진폭/옆띠의 진폭은 $ka/2$ 정도가 되는데 이것을 Lamb-Dicke 변수 η 라고 부르며 보통 아래와 같이 정의된다.

$$\eta = \sqrt{\frac{E_{rec}}{E_{h.o.}}} = \sqrt{\frac{\hbar^2 k^2}{2m\hbar\omega}} = 2\pi \frac{a}{\lambda} \ll 1 \quad (2.3.5)$$

실험적으로 Lamb-Dicke 변수는 주 모드와 옆띠의 세기를 비교함으로써 얻을 수 있다.

우리는 옆띠들을 원자들이 광학 퍼텐셜의 진동 상태(vibration state) 간의 전이로 해석할 수 있다. 그림2.8에서 빨간 옆띠와 파란 옆띠간의 크기 차이는 그림2.9에서 알 수 있듯이, 원자가 속한 떨림

상태의 열적분포(thermal distribution)를 나타낸다. 그러므로 각각의 진동 상태들의 점유도(population)가 볼츠만 분포를 갖는다고 가정하면, 우리는 두 옆띠의 비율과 ω_t 를 통해서 원자의 온도를 측정할 수 있다.

실험적으로 광격자 안에서의 η 의 값은 1/10~1/15로 알려져 있다.

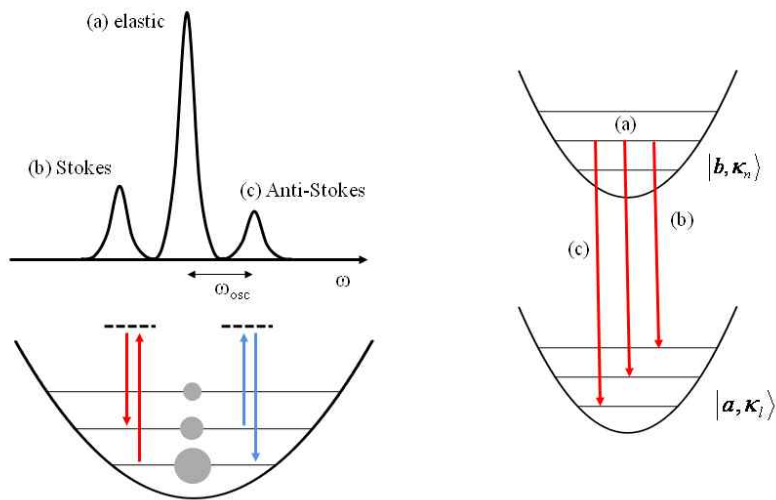


그림 2.8 Lamb-Dicke 영역에 놓인 구속된 원자의 산란 성분.

3. 실험 셋업

3.1 레이저 시스템

중성의 원자를 레이저로 냉각시키고 포획하려면 원자 전이선에 대하여 매우 민감한 진동수 조절(tuning)과 진동수 안정화가 필요하다. 우리의 경우 ^{85}RB (85루비듐)의 D2 선을 이용한다. 이것의 파장은 780nm이다. 우리의 목적을 위해 우리는 세 가지 다이오드 레이저를 이용한다. 이 레이저들은 잘 알려진 ^{85}RB 의 포화 스펙트럼을 이용한 진동수 잠금 법을 이용하여 잠긴다.

이 기술 덕택으로, 우리는 수백 kHz 단위로 레이저의 진동수를 안정화 시킬 수 있다.

1. **포획 레이저(어미)**는 외부-공진기 다이오드 레이저(external-cavity diode laser: ECDL)이고, ^{85}RB 의 $(5S_{1/2}F=3) \leftrightarrow (5P_{3/2}F'=4)$ 전이로부터 적색디튤(red-detune)되어 있다. 이 때 이 전이선의 자연선폭은 6MHz 정도이다. 약 10mW정도의 파워가 이 레이저로 부터 나올 수 있으며 이것으로 아들 레이저에게 주입(injection)하게 된다. 우리는 디튜닝을 30MHz정도 까지 하기를 원하기 때문에 음광학 변조기(acousto-optic modulator: AOM)를 이중 통과 시켜서 RF (라디오 진동수대)신호를 주어서 진동수를 조절한다. 이 포획 레이저는 원하는 원자 전이선으로 잠긴다.

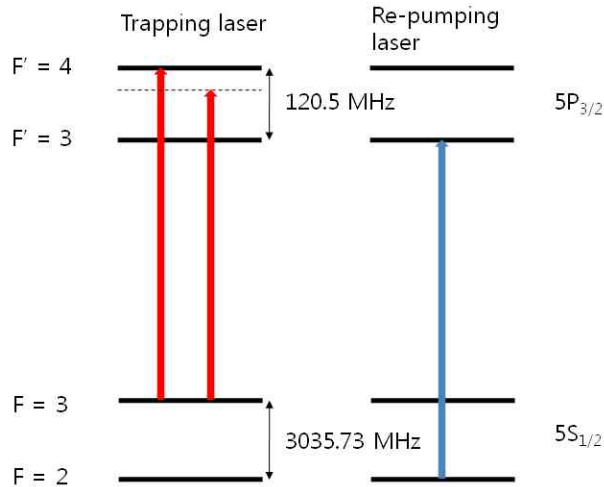


그림 3.1 ^{85}Rb 원자의 에너지 준위 도표

2. 포획 레이저(아들)는 어미 레이저의 파워가 충분치 않기 때문에 필요하다. 이 레이저도 ECDL이며 어미레이저에게 주입을 받으면 최대 100mW 정도의 파워를 가지는 레이저광선을 낼 수 있다.

3. 재펌핑(re-pumping) 레이저는 또 다른 ECDL이며 어미 포획레이저와 같은 기종의 레이저이다. 이 레이저는 재펌핑을 목적으로 하기 때문에 원자 전이선 중 $(5S_{1/2}F=2) \leftrightarrow (5P_{2/3}F'=3)$ 에 공명하도록 디튜닝 없이 딱 맞추어 잠가 둔다. 총 파워는 2mW정도로 두어 $F=2$ 바닥상태에 놓여있는 원자들을 다시 $F=3$ 의 바닥상태로 보내는 역할을 한다.

진동수 잠금은 루비듐 가스주머니(cell)로 SAS(saturated absorption spectroscopy: 포화흡수선법)를 이용하여 컴퓨터와 연계해서 AOM에 피드백을 주는 방식으로 행해진다[17].

3.2. 검출 시스템

우리의 검출 시스템의 개략도는 그림 3.2에 나와 있다. MOT에서 나오는 공명형광 신호와 LO 빛을 섞은 뒤에 1:1빔 가르개(beam splitter)로 두 갈래로 가른 뒤에 각각의 빔을 두 개의 눈사태 광다이오드(avalanche photo diode: APD)의 광자 세기 모드로 검출한다. 사용하는 APD의 기종은 SPCM-AQR-13 by Perkin Elmer이다. 포획레이저를 받아 흥분된 원자가 내는 형광은 진공 챔버 내부에 있는 대물렌즈에 의해 줄맞춰(collimated)진 뒤에 LO빔과 합쳐지게 된다. 이 LO빔은 포획 레이저와 똑같은 레이저지만 그 진동수는 $\nu_h = +10.000\text{MHz}$ 만큼 이동하여 있다. 이 합쳐진 빔을 더 결맞게 하기 위하여 이후에 $75\mu\text{m}$ 크기의 핀 홀을 지나게 하여 공간적 필터링을 한다. 이 빔은 마지막에 빔 가르개를 통해 APD1,2로 들어가게 된다.

APD 1,2에 들어오는 광자 수를 셈으로서 헤테로다인 신호의 $g_h^{(2)}(\tau)$ 를 측정하게 된다. 이 ν_h 로 진동하고 있는 $g_h^{(2)}(\tau)$ 신호는 사실 형광신호의 1차 결맞음 $g^{(1)}(\tau)$ 이다[14]. $g_h^{(2)}(\tau)$ 를 푸리에 변환시키고 절대값을 씌워주게 되면 광학적 세기의 스펙트럼이 ν_h 만큼 이동하여 나오게 된다. 이 조건에서 스펙트럼의 분해능은 약 1.4kHz 정도 된다. 이것은 주로 AOM에서 나오는 RF신호에 의해서 결정되는 값이다.

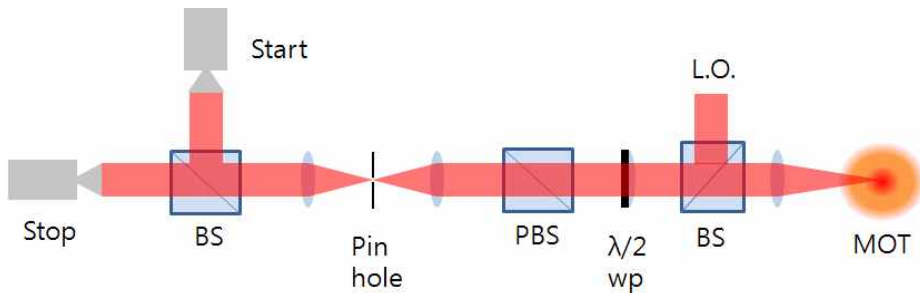


그림 3.2 공명형광 스펙트럼을 얻기 위한 검출 시스템

그림3.2에서 볼 수 있듯이 들어오는 신호의 편광 성분을 조절하기 위해 이분파장판($\lambda/2$ wave plate)과 편광빔가르개(PBS)가 설치되어 있다. 이분파장판을 지나는 빛의 편광은 fast axis에 대하여 대칭이동을 겪는다. 따라서 이분파장판을 α 만큼 회전 시킬 경우 fast axis가 α 만큼 회전하게 되므로 결과적으로 빛의 편광이 2α 만큼 회전하게 되는 효과를 갖는다. 그러므로 이분파장판과 PBS를 이용하면 들어오는 빛의 편광성분 중 특정 방향의 선형성분을 선택하여 관찰할 수 있게 된다. 다만 편광판과 달리 이분파장판은 회전각의 두 배가 실제로 관측하는 방향의 선형편광성분이 된다. 이를 고려하여 실험결과를 정리할 때에는 실제로 관찰하게 되는 편광성분을 이용하였다.

이제 APD1,2에서 나오는 광자의 흐름을 이용하여 어떻게 실시간으로 스펙트럼을 얻는지 살펴보자. 두 APD로 흘러들어오는 광자를 한 시간 정도 모두 기록할 경우에 어느 정도의 컴퓨터 메모리가 필요한지 계산 해보면

$$2 \times 4 \text{ byte} \times 100 \text{ kcps} \times 3600 \text{ s} = 2.88 \text{ Gbytes} \quad (3.1.1)$$

정도가 소요된다. 이는 몇 시간씩 실험하는 우리의 상황에서 과도한 메모리 사용이 아닐 수 없다. 그렇기 때문에 적절한 알고리즘을 개발하여, 광자 흐름을 모두 기록하는 것이 아니라 상관관계함수만 기록하는 것으로 대체할 수 있다. 이렇게 하게 되면 몇 시간정도 100 kpcs정도 되는 흐름이 들어올 때에도 1 Mbytes 정도 되는 메모리만 소요된다.

두 APD에서 오는 TTL신호가 들어오는 시점을 기록하기 위해서 우리는 두 개의 디지털 카운터/타이머 보드(PCI-6602 by National Instruments)를 사용한다. 이론적으로 이 두 보드 자체의 타이머가 이론상 12.5ns의 분해능을 가지지만 일정시간이 지나면 진동수가 50ppm만큼 흐르기 때문에 더 작은 진동수 흐름(1ppm이하)을 보이는 온도 보정 크리스털 진동자(temperature compensated crystal oscillator: TCXO)를 타이머로 사용한다. 이 진동자도 12.5ns의 이론적 분해능을 갖는다.

한쪽 보드에서 디지털로된 시작 신호를 보내서 두 보드에서 이를 받으면 두 카운터 보드는 APD로부터 도착하는 펄스의 도착 시간을 기록하기 시작한다. 시작(start) 광자와 멈춤(stop) 광자가 도착하는 시간을 기록하는 동안에 여러 쌍의 광자 쌍이 가지는 도착시간차 $\tau = \tau_{start} - \tau_{stop}$ 정보가 빈 타임(bin time) 12.5ns으로 누적된다. 이 막대그림표(histogram)은 상관관계 함수와 비례한다. 스패 타임(span time: 막대그림표에서 시간차가 가질 수 있는 최대값)은 $\pm 409 \mu s$ 로 잡았다. 왜냐하면 스펙트럼은 이 막대그림의 푸리에 변환으로 나타는데, $409 \mu s$ 의 스패타임 정도면 1kHz정도의 분해능을 갖기에 충분하기 때문이다. 그림 3.3에 도착시간차 τ 를 어떻게 수집하는지에 대한 알고리즘이 소개되어있다.

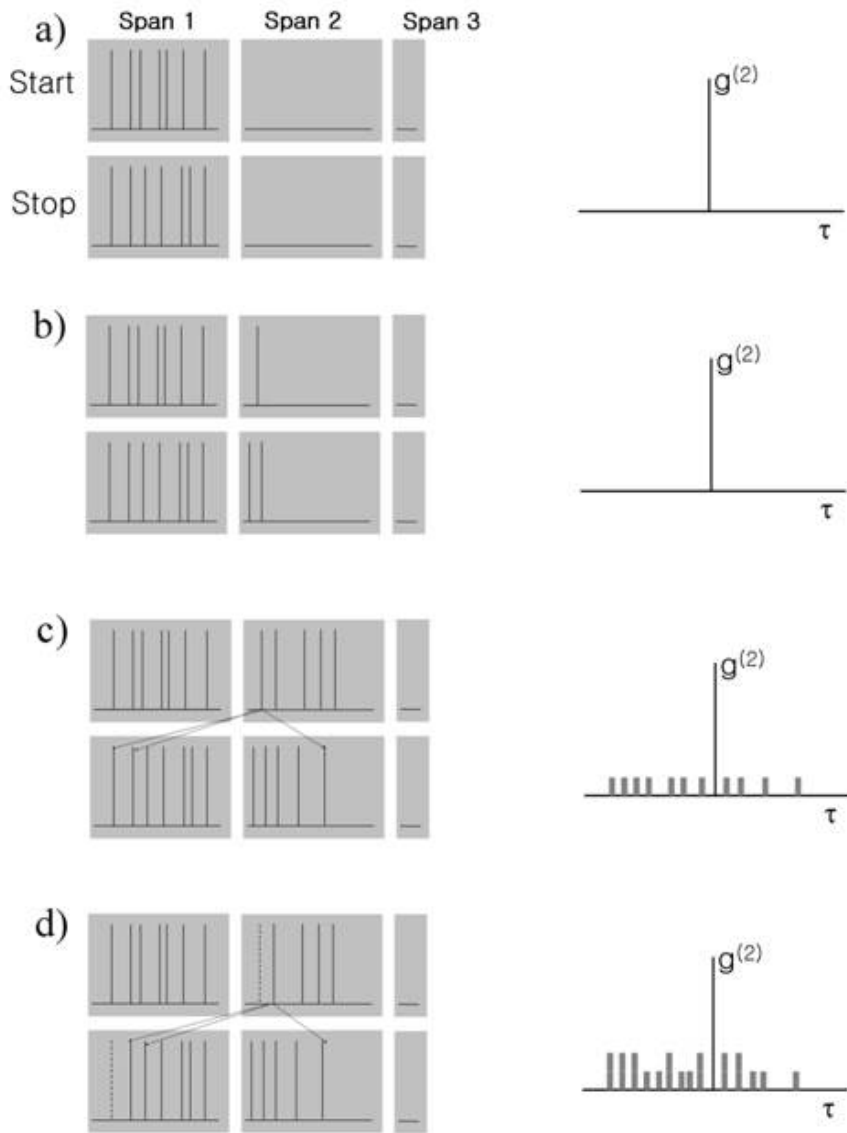


그림 3.3 실시간 도착시간차 τ 정보수집 알고리즘

4. 단위광격자(the unit cell of optical lattice) 내부의 편광구조

4.1. 퍼텐셜 최저점에서의 전기마당의 방향

본 연구는 편광의 방향에 의존하는 스펙트럼의 특성을 보는 것이기 때문에 관찰하고 있는 방향이 매우 중요하다. 식(2.1.15)의 \mathbf{E}_{tot} 을 이용하여 광학 퍼텐셜의 최저점들에 가해지고 있는 전기마당의 방향을 그려보면 다음과 같다. 특히 이해를 돕기 위해 그림을 바라보는 방향이 바로 검출기가 MOT를 바라보는 방향이 되도록 하였다.

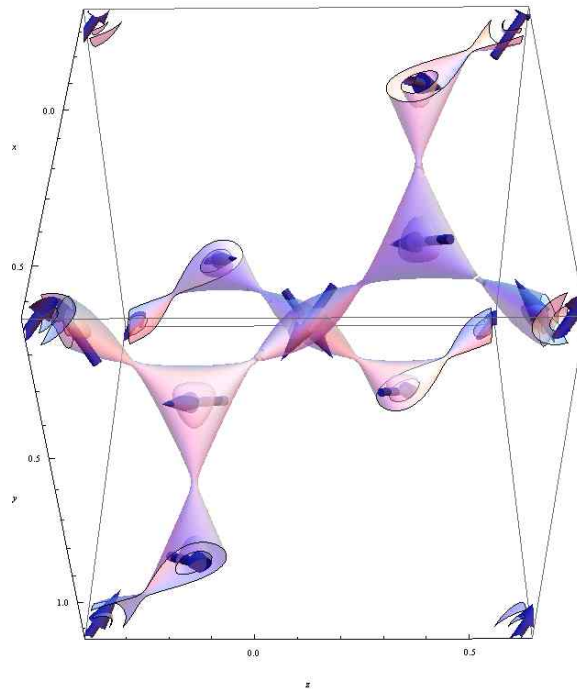


그림 4.1 관측지점에서 바라본 MOT의 단위격자 퍼텐셜과 그 최저점에서의 전기마당의 방향

이 단위 광격자(the unit cell of optical lattice)는 총 여덟 개의 최저점을 갖는다. 여덟 꼭지점에 팔분구가 여덟 개가 있으며, 반구가 여섯 개 있으며, 온전한 구가 네 개가 있다. 각각이 속한 곳의 전기마당의 방향은 $(1,1,1)$, $(1,1,-1)$, $(1,-1,1)$, $(1,-1,-1)$, $(-1,1,1)$, $(-1,1,-1)$, $(-1,-1,1)$, $(-1,-1,-1)$ 에 평행하는 방향으로 고르게 분포한다.

4.2. 관측지점에서의 편광

쌍극자 복사(dipole radiation)하는 빛의 편광은 그 쌍극자가 속하는 위치의 전기마당의 방향을 따르는 것이 알려져 있다. 따라서 우리는 우리가 관측하는 빛의 편광이 위의 여덟 벡터를 우리가 관측하는 방향에 수직인 평면에 정사영시키고 지름방향(radial direction)거리차이에 의한 위상차를 고려하여 더한 벡터에 상응하는 편광의 빛을 관찰하게 된다.

먼저 단위 광격자의 최저점의 위치와 이 최저점에 상응하는 전기마당의 방향을 나타내면 다음과 같다.

원점의 위치를 $(-3/8\lambda, 1/8\lambda, -3/8\lambda)$ 로 잡았을 때

최저점의 위치(단위: $\lambda/4$)	전기마당의 방향($\hat{x}, \hat{y}, \hat{z}$)
$(2 \pm 2, 2 \pm 2, 2 \pm 2)$: 꼭지점의 위치	$(-1, -1, 1)$
$(2 \pm 2, 3, 1)$	$(1, -1, 1)$
$(3, 1, 2 \pm 2)$	$(-1, -1, -1)$
$(1, 2 \pm 2, 3)$	$(-1, 1, 1)$
$(2, 2, 2)$	$(1, 1, -1)$
$(1, 3, 2)$	$(1, 1, 1)$
$(2, 1, 3)$	$(-1, 1, -1)$
$(3, 2, 1)$	$(1, -1, -1)$

표 4.1 단위 격자의 최저점의 위치와 이 최저점에 상응하는 전기마당의 방향. $(\hat{x}, \hat{y}, \hat{z})$ 의 축은 그림 2.5에서 정의된 방향과 같다.

위 정보를 바탕으로 각 최저점마다의 지름방향(radial direction)거리차와 그 전기마당의 벡터들을 우리가 관측하는 방향에 수직한 평면인 (0,0,1)과 (1,1,0)을 두 축으로 하는 평면으로 정사영시킨 벡터는 아래와 같이 주어진다.

$\mathbf{p}(\text{단위} : \lambda/4)$	$d(\text{단위} : \lambda/4)$	$\mathbf{E}_{\text{pj}0}(\hat{\mathbf{x}}', \hat{\mathbf{y}}')$
(0, 0, 0)	$2\sqrt{2}$	$1/8(1, \sqrt{2})$
(0, 0, 4)		
(0, 4, 0)	$4\sqrt{2}$	
(0, 4, 4)		
(4, 0, 0)	0	
(4, 0, 4)		
(4, 4, 0)	$2\sqrt{2}$	
(4, 4, 4)		
(0, 3, 1)	$(7/2)\sqrt{2}$	$1/2(1, 0)$
(4, 3, 1)	$(3/2)\sqrt{2}$	
(3, 1, 0)	$\sqrt{2}$	$1/2(-1, \sqrt{2})$
(3, 1, 4)		
(1, 0, 3)	$(3/2)\sqrt{2}$	$1/2(1, 0)$
(1, 4, 3)	$(7/2)\sqrt{2}$	
(2, 2, 2)	$2\sqrt{2}$	$(-1, -\sqrt{2})$
(1, 3, 2)	$3\sqrt{2}$	$(1, -\sqrt{2})$
(2, 1, 3)	$(3/2)\sqrt{2}$	$(-1, 0)$
(3, 2, 1)		$(-1, 0)$

표 4.2 각 최저점별 지름방향 거리차와 관측평면상으로 정사영된 벡터의방향 (\hat{x}' , \hat{y}')는 우리가 관측하는 평면에서의 x축과 y축을 의미한다.

여기에서 \mathbf{p} 는 원점의 위치를 $(-3/8\lambda, 1/8\lambda, -3/8\lambda)$ 로 잡았을 때 퍼텐셜 최저점의 위치이고, d 는 각각의 \mathbf{p} 와 $-x+y=4$ 평면 (관측하는 평면과 평행하며, (4, 0, 0), (4, 0, 4)를 지나는 평면)사이의 거리 그리고 $\mathbf{E}_{\text{pj}0}(\hat{x}', \hat{y}')$ 는 이평면에 정사영된 각 최저점에서의 전기마당의 방향이다. 또한 여기에서 \hat{x}', \hat{y}' 은 각각 우리가 보는 평면에서의 가로

축과 세로축의 방향이다. 그리고 $E_{pj}(x', y')$ 값들 중에 1/8이 붙은 것은 단위격자의 꼭지점에 속한 것이기 때문에 크기가 1/8임을 의미하고 1/2이 붙은 것은 한 면에 의해 절반이 나뉜 것들을 의미한다.

이제 우리가 관찰하게 되는 편광의 방향은

$$P // \sum E_{pj} = \sum E_{pj0} \cos(kz' - k(d\lambda/4)) = \sum E_{pj0} \cos(kz' - 2\pi d/4) \quad (4.2.1)$$

가 되고 그 결과는

$$\begin{aligned} P // \quad & \hat{x}' [\{ \frac{1}{4} \cos(kz' - 2\pi(4\sqrt{2})/4) + \frac{1}{2} \cos(kz' - 2\pi(2\sqrt{2})/4) \\ & + \frac{1}{4} \cos(kz') + \cos(kz' - 2\pi(\frac{3}{2}\sqrt{2})/4) \\ & + \cos(kz' - 2\pi(\frac{7}{2}\sqrt{2})/4) \} - \{ \cos(kz' - 2\pi(\sqrt{2})/4) \\ & + 2\cos(kz' - 2\pi(\frac{3}{\sqrt{2}})/4) + \cos(kz' - 2\pi(2\sqrt{2})/4) \}] \\ & \sqrt{2} \times \hat{y}' [\{ \frac{1}{4} \cos(kz' - 2\pi(4\sqrt{2})/4) + \frac{1}{2} \cos(kz' - 2\pi(2\sqrt{2})/4) \\ & + \frac{1}{4} \cos(kz') + \cos(kz' - 2\pi(3\sqrt{2})/4) \} \\ & - \{ \cos(kz' - 2\pi(2\sqrt{2})/4) + \cos(kz' - 2\pi(3\sqrt{2})/4) \}] \end{aligned} \quad (4.2.2)$$

여기에서 z' 는 빛의 진행방향이다.

위 결과를 수치적으로(numerically) 간단히 하면

$$P // \begin{pmatrix} P_x \\ P_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 3.96070' \times \cos(kz' - 2\pi \times (-0.10481')) \\ 1.88036' \times \cos(kz' - 2\pi \times 0.23150') \end{pmatrix} \quad (4.2.3)$$

이를 그려보면 아래와 같은 편광을 얻는다.

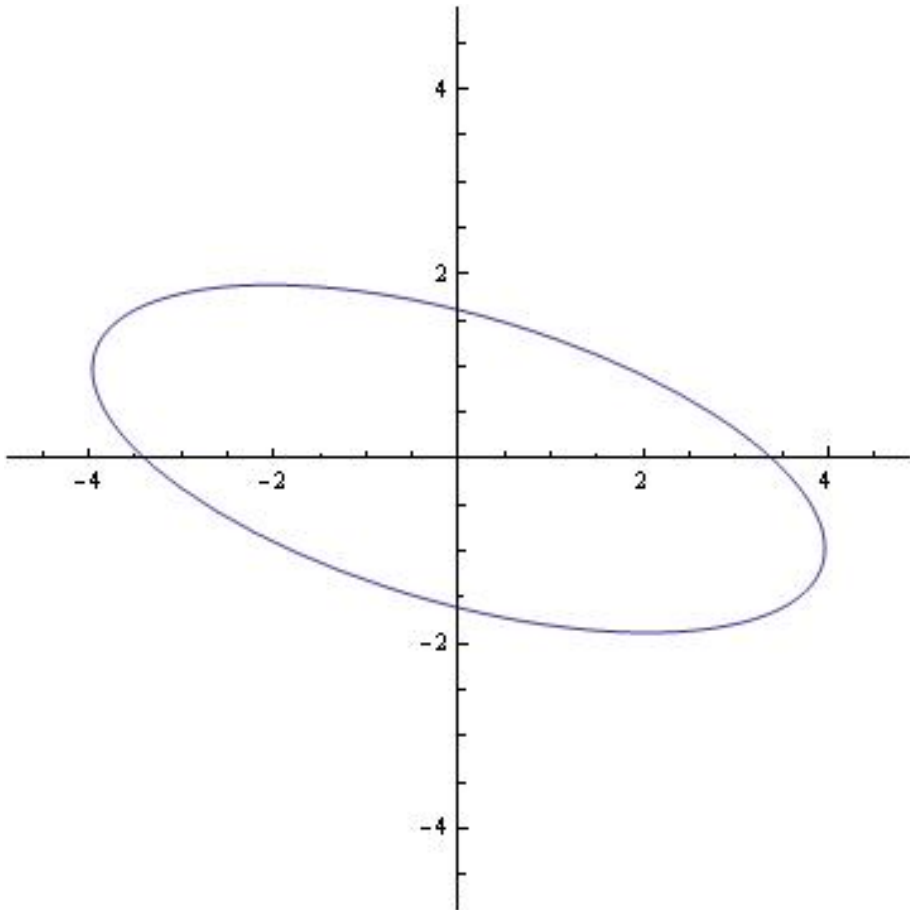


그림 4.2 관측지점으로 들어오는 빛의 편광. 반시계방향으로 도는 타원 편광이다. 여기에서 장축과 \hat{x}' 가 이루는 각은 $\alpha = 16.1599^\circ$ 이다.

우리는 관측할 때 이 중 \hat{x}' 성분만 관찰하게 되므로 위 사실을 바탕으로 편광성분별 빛의 세기를 예상해보았다. 위 편광을 반시계방향으로 θ 만큼(이분파장판은 $\theta/2$ 만큼) 회전시켜가며 \hat{x}' 성분을 제공하여 추정하여 다음과 같은 빛의 세기 그래프를 얻었다. (빛의 세기이므로 제곱을 하여야한다.)

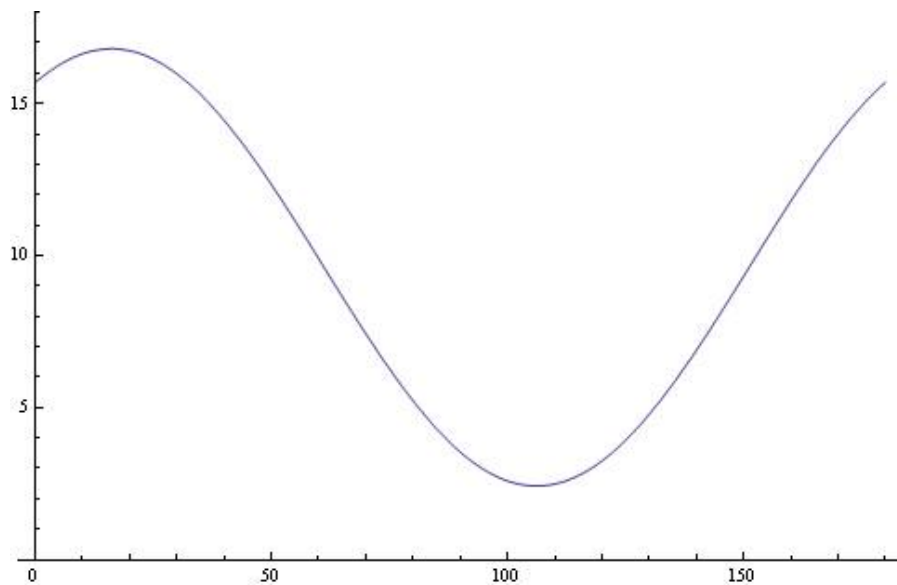


그림 4.3 관측지점에서 편광성분별 빛의 세기 예상 곡선. x축은 각도를 의미하고, y축은 상대적인 빛의 세기를 의미한다. 그림4.2의 타원편광의 x축성분의 제곱을 편광을 반시계방향으로 θ 만큼 회전시켜가며 얻은 그래프이다. 최대점은 당연히 편광을 전혀 회전시키지 않았을 때의 장축과 x축이 이루는 각도인 $\alpha = 16.1599^\circ$ 에서 갖고 최소점은 여기에 90° 를 더한 106.1599° 에서 얻는다.

5. 실험결과

5.1. 편광에 따른 스펙트럼 형태 차이

스펙트럼을 측정하는 동안 다른 조건은 모두 동일하게 한 뒤에 측정하는 편광성분만을 바꿔가며 실험해본 결과 스펙트럼의 형태가 달라지는 것을 확인 할 수 있었다.

oscillation frequency(ν_{osc} 즉, 주띠와 옆띠의 중심사이의 거리)는 우리의 관찰 주요대상 중에 하나인데 이것은 포화매개변수(saturation parameter: s)와 긴밀한 관계를 갖는다. 포화매개변수 s 는 다음과 같이 주어진다.

$$s = 12(I_0/I_s)/[1 + 4\Delta^2/\Gamma^2] \quad (5.1.1)$$

본 측정은 그림 2.5의 여섯 빔 중 하나의 파워인 I_0 가 0.6mW인 지점에서 진행되었으며, 이에 해당하는 포화매개변수(saturation parameter: s)의 값은 0.8에 해당한다.

또 각 스펙트럼들은 측정시간이 각각 조금씩 다르기 때문에 측정에 사용된 광자의 수가 다르다. 광자들의 시간차 τ 들의 쌓인 양은 스펙트럼의 면적에 해당하는데, 이 차이를 해소하기 위하여 각 스펙트럼들을 모두 면적에 대하여 규격화(normalize)하였다.

그림 5.1의 스펙트럼의 형태를 관찰하면 빛의 세기 그래프의 추이와 걸맞게 $0^\circ \sim 36^\circ$ 의 편광성분을 가질 때에는 주띠의 크기가 옆띠에 비해서 훨씬 크고, $90^\circ \sim 126^\circ$ 영역에서는 옆띠가 상대적으로 커지는 것을 관찰할 수 있었다. 그림 4.3을 보면 빛의 세기가 최대가 되는 편

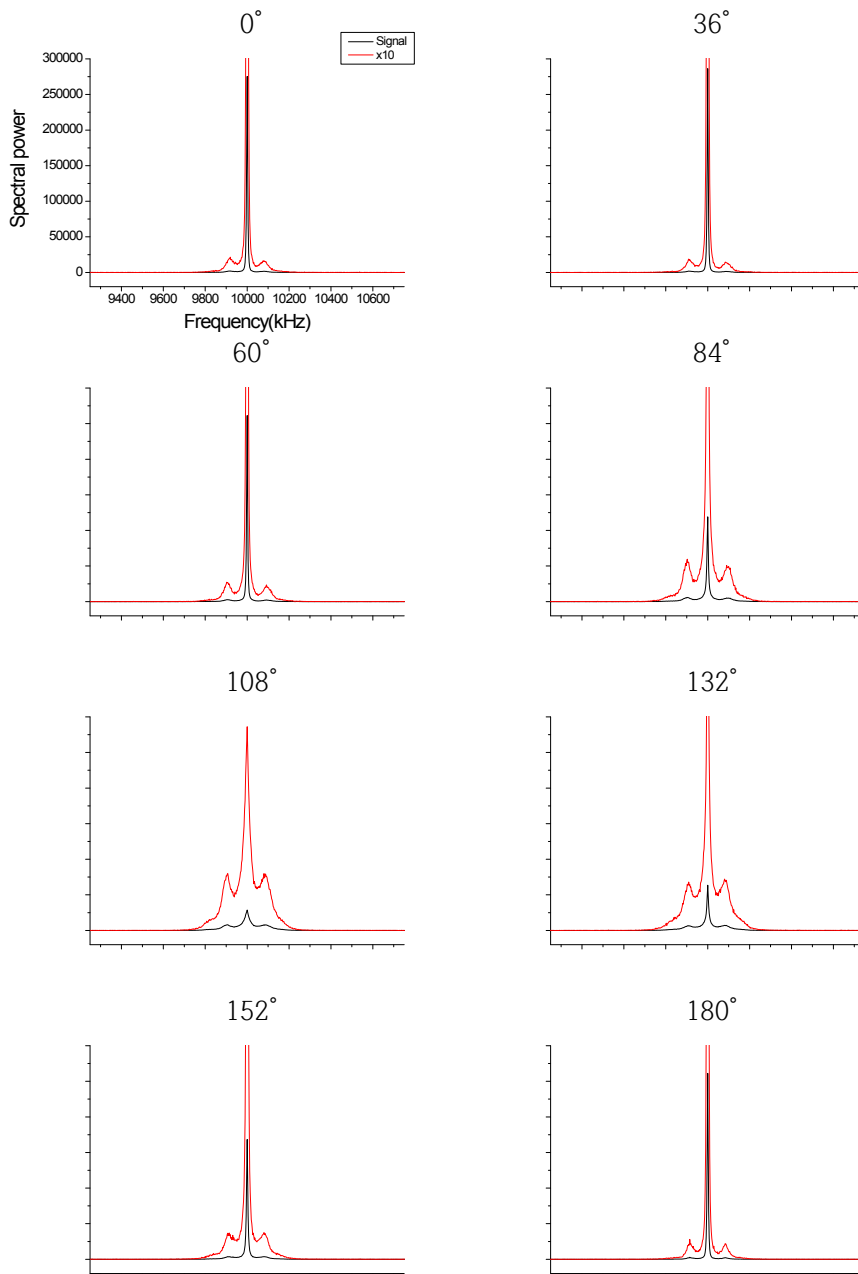


그림 5.1 각 편광성분별 스펙트럼. 붉은 선은 검은 선의 y값에 10배를 취한 곡선이다. 검은선을 보면 주파의 크기를 비교할 수 있고, 붉은 선을 보면 옆파의 크기를 비교할 수 있다.

광성분이 16.16° 이고 최소가 되는 점이 106.16° 임을 알 수 있는데 이 점이 편광과 스펙트럼 형태가 서로 모종의 관계를 가지고 있다고 추정할 수 있는 근거가 된다.

또한 편광각이 $108^\circ \sim 160^\circ$ 정도 되는 영역에서는 오른쪽 옆띠가 왼쪽 옆띠에 비해서 더 커지는 것을 관찰할 수 있다. 진동 모드(vibrational mode)의 밀도반전(population inversion)을 관찰한 것은 아닌가 의심된다. 이에관한 자세한 이야기는 논의에서 하겠다.

또한 편광에 따라서 ν_{osc} 가 변화하는 것을 관찰할 수 있다. 원래 ν_{osc} 는 원자가 포획된 조화 퍼텐셜(harmonic potential)의 골의 깊이의 크기의 제곱근에 비례하기 때문에 편광성분에 따라 ν_{osc} 의 크기가 다르다는 것은 흥미로운 결과이다. 이 여덟 스펙트럼에서의 ν_{osc} 의 크기를 표시하면 아래와 같다.

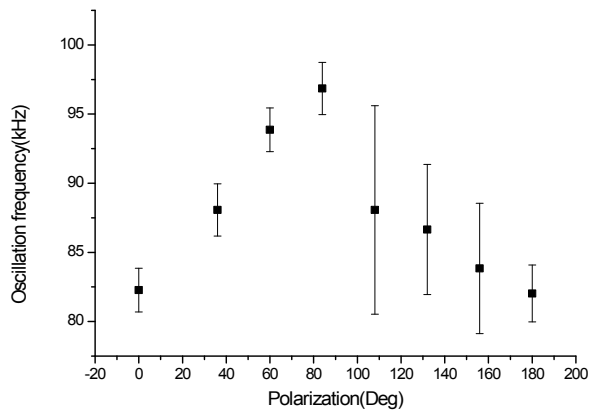


그림 5.2 편광성분별 ν_{osc} . 오차막대기는 주띠와 두 옆띠의 거리 차의 차이값이다.

위 그래프에서 우리는 ν_{osc} 가 편광각 90° 즈음에서 최대를 갖고 0° 즈음에서 최소를 갖는다는 것을 확인할 수 있었다. 다른 포화매개변수 값으로 실험을 해도 이 경향성은 반복적으로 확인되었다. 이 경향성이 그림 4.3에서의 레이저의 세기의 경향성과는 일치를 보이지 않는 점도 눈여겨 볼만하다.

5.2. 편광성분에 따른 빛의 세기

우리가 관측하는 빛의 편광이 그림4.2에서 예상한대로 타원 편광이라면 빛의 세기가 그림4.3과 같은 형태를 가질 것이다. 이를 직접 실험으로 확인해 볼 수 있었다. 직접 실험을 해본결과 아래 그림 5.3의 검은 점으로 이루어진 데이터를 얻을 수 있었다.

실험은 $I_0 = 0.6mW$ 로 진행되었으며 데이터를 얻을 때 각 편광성분을 2ms동안 센 광자의 수를 50초 동안 측정하여 평균하였고, 레이저의 파워가 장기적으로 변함에 따라 원자의 형광스펙트럼의 세기가 변하는 것을 보완하기 위하여 각 편광 각도를 측정할 때마다 편광 0° 의 값도 바로 뒤이어 반복적으로 측정하여 이 값으로 각도별 측정값을 나누어주었다. 그렇기 때문에 아래의 그래프에 빛의 세기는 단위가 없는 상대적인 세기가 되게 되었다.

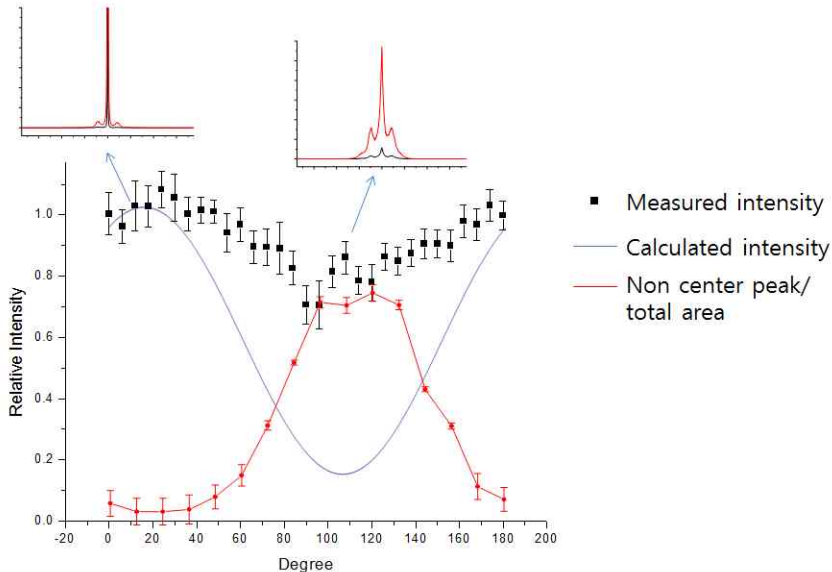


그림 5.3 편광각에 따른 빛의 세기. 검은 점은 측정값, 그리고 파란 실선은 이론 곡선 그리고 스펙트럼을 통해 유추한 편광을 따르지 않는 성분의 비중은 붉은색 점들이 선으로 연결된 것으로 나타냈다. 그 비중을 가시화하기 위해 최대세기를 갖는 영역과 최소세기를 갖는 영역의 스펙트럼을 표시하였다. 측정값의 오차막대기는 50초 동안의 빛의 세기의 표준편차 그리고 붉은 그래프의 오차막대기는 fitting에러를 의미한다.

위 그래프에서 파란색 실선 곡선은 그림4.3에 나타난 빛의 세기 그래프이다. 이 이론그래프 또한 상대적 세기 그래프이기 때문에 최대가 되는 지점을 실험값과 같도록 설정하여 그래프에 삽입하였다. 이론 그래프에서 최대가 되는 영역과 최소가 되는 영역이 일치하는 것을 볼 수가 있다. 그러나 완전한 일치를 보이지 않는데 이것은 이론적으로 도출해낸 파란 그래프가 전제하고 있는 것이 몇 가지 틀렸기 때문이다. 발생하는 형광이 모두 퍼텐셜 최저점에 놓인 원자로부터 발생했을 것이라는 가정, 그리고 최저점에 놓인 원자가 모두 Raman 옆띠(sideband) 없이 하나의 강한 Rayleigh peak으로 드러날 것이라는 가정 이 두 가지는 사실 틀린 가정이다. 왜냐하면 Raman 옆띠는 고전적인 쌍극자 방출(dipole radiation)을 따르지 않기 때문에 그런 빛들은 우리가 예상한 타원편광을 가지지 않을 것이다.

그것을 확인해보기 위하여 각 편광영역에서 Rayleigh peak이 전체 스펙트럼 면적에서 차지하는 비중이 얼마나 되는지 조사해보았다. 그런 후에 전체 스펙트럼 면적에서 Rayleigh peak을 제외한 성분의 비중을 조사하여 빨간색 그래프를 그려보았다. 예상대로 이론 그래프와 실험값의 차이가 커지는 구간에서 이 빨간색 그래프가 큰 값을 갖는 것을 확인할 수 있었다.

5.3. 포화매개변수(s)와 편광각에 따른 ν_{osc} 의 크기

지금까지 진행되어온 연구에 따르면 ν_{osc} 는 포화 매개변수와 편광각에 모두 의존하는 것을 알 수 있다. 아래는 이것을 조사하여 정리한 그래프이다. s값을 0.5간격으로 조사하였으며 대표성을 지니는 세 각에 대해서 자료를 정리하였다.

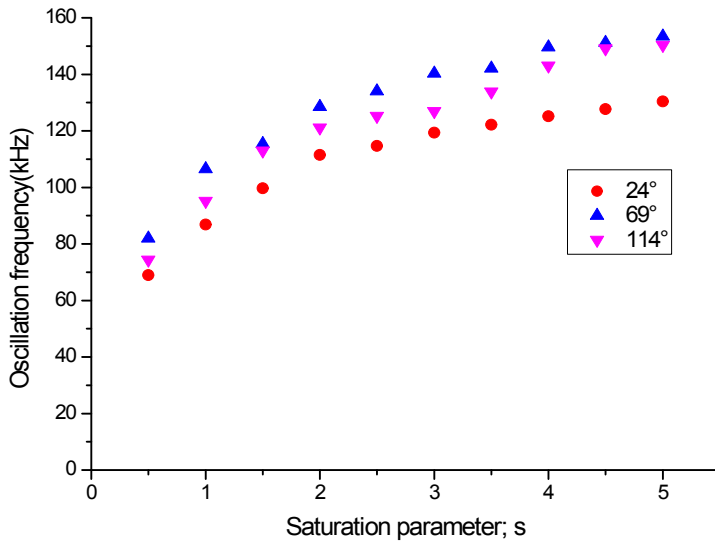


그림 5.4 포화매개변수와 편광성분별 ν_{osc} .

관측결과 빛의 세기가 최대가 되는 영역인 편광각 24° 부근에서의 ν_{osc} 가 가장 작은 값을 나타내었으며, 각이 커질수록 ν_{osc} 는 커지지만 빛의 세기가 최소가 되는 영역에서는 오히려 다시 조금 작아지는 경향을 보였다.

선행된 연구에 따르면 편광각 0°인 경우 ν_{osc} 는 실험으로 얻은 값이 이론적으로 유추한 광격자의 띠 틈(band gap)을 계산한 값의 1.5배 정도를 가졌다. 이 불일치는 우리가 관찰하는 편광각으로는 우리가 유추한 진동모드(vibrational mode)를 관찰해내지 못하기 때문일 것

으로 추정되었으나 다른 각을 측정해본 결과 오히려 불일치가 더 커지는 것을 확인하였다. 편광각의 문제가 맞는다면 관측위치를 옮겨서 측정을 해봐야 할 것이다.

6. 논의

본 연구를 통해서 위상 안정화된 광자기포획을 이용하여 루비듐 원자를 Lamb-Dicke 영역에 놓이도록 포획하고, 이 원자들이 발광하는 빛의 스펙트럼을 광자숫자세기기반 상관관계 분광학(photon-counting-based second-order-correlation spectroscopy: PCSOCS)기술을 이용하여 관측하였다.

더 나아가 관측지점에서 관찰하게 되는 빛의 편광을 단위격자구조를 이용하여 고전전자기학적 방법으로 계산하였고, 그 결과 우리가 관찰하게 되는 빛의 편광은 x축에서 조금 틀어진 타원편광의 형태를 가짐을 알 수 있었다. 이를 통해서 관측하는 빛의 편광성분별 빛의 세기를 예상해볼 수 있었고, 실험적으로 확인한 결과 스펙트럼의 주파를 그려내는 성분은 이 성향과 일치하는 것을 보였다. 일치하지 않는 정도가 큰 부분에 대해서는 스펙트럼의 주파를 제외한 고전적 해석을 잘 따르지 않는 성분(옆 띠 등등)의 비중이 커지고 있어서 그렇다는 것을 확인하였다.

또한 편광성분별로 스펙트럼의 형태가 다르다는 사실도 확인하였다. 타원편광의 장축에 해당하는 편광각 $0^\circ \sim 30^\circ$ 의 스펙트럼들은 주파의 면적이 옆띠들의 면적의 24배가량의 크기를 갖고, 타원편광의 단축에 해당하는 편광각 $90^\circ \sim 120^\circ$ 의 스펙트럼들은 주 띠의 면적이 옆띠들의 면적의 2/3배정도의 크기를 가졌다.

또 ν_{osc} 는 포화매개변수(s)에만 의존하는 것이 아니라 편광성분별로도 차이를 보이는 것을 확인할 수 있었고, 그 정보를 정리하였다.

이 자료들과 결과들은 Lamb-Dicke 영역에 놓인 원자의 스펙트럼을 통한 역학을 탐구하는 데에 좋은 후속연구에 이용될 수 있다. 광격자에서의 퍼텐셜 최저점에서의 전기장의 방향과 일치하는 방향의 편광 성분(타원의 장축성분)이 타원의 단축성분(퍼텐셜 최저점에서의 전기장의 방향과 상이한 방향의 성분)에 비해서 주 띠가 더 크게 나타나

는 지에 대해서는 추가적인 이론적 연구가 가능할 것이다.

또 관측한 스펙트럼 중에 편광각이 $108^{\circ}\sim 160^{\circ}$ 정도 되는 영역에서는 오른쪽 봉우리가 왼쪽 봉우리보다 큰 것을 관찰할 수 있다. 두 옆띠의 크기가 반전되는 것이다. 원래 Raman 옆띠는 거의 항상 왼쪽 봉우리가 큰 것으로 관측된다. 왜냐하면 왼쪽 봉우리는 조화 퍼텐셜에서 진동모드가 한 단계 상승하는 것이 반영된 봉우리이고 오른쪽 봉우리는 한 단계 하강하는 것이 반영된 봉우리인데, 거의 대부분의 계에서 항상 바닥상태의 원자 점유도(population)가 가장 크고 윗상태로 갈수록 순차적으로 작아지기 때문에, 진동모드가 아래 상태에서 윗상태로 상승하는 경우가 점유도에 비례하여 더 많기 때문이다. 그런데 스펙트럼에서 오른쪽 봉우리가 더 크게 나왔다는 것은 우리가 관찰하는 편광성분으로는 밀도반전(population inversion)이 일어나고 있는 계를 관찰할 수 있다는 가능성을 제시한다. 이를 확인해보기 위해서는 먼저 미시적으로 그러한 편광 빛을 내는 원자들이 어떤 상태에 놓여있는지를 따져보아야 할 것이다. 흥미로운 주제가 아닐 수 없다.

마지막으로 ν_{osc} 가 편광각에 따라서도 달라지는 것도 탐구해볼 만한 가치가 있는 일이다. 이는 광격자구조의 퍼텐셜 자체에 대한 양자역학적 이해를 돕는 연구가 될 것이다.

본 연구는 광격자구조를 탐구함에 있어서 관측지점에서 편광성분을 반드시 고려해야 한다는 의미를 가지며, 광격자 구조에 대한 더 많은 좋은 질문을 가져다준다.

7. 참고문헌

- [1] C. Foot, *Atomic physics* (Oxford University Press, USA, 2005).
- [2] G. Grynberg, B. Lounis, P. Verkerk, J.-Y. Courtois, and C. Salomon, Phys. Rev. Lett. **70**(15), 2249 (1993).
- [3] G. Birkel, M. Gatzke, I. H. Deutsch, S. L. Rolston, and W. D. Phillips, Phys. Rev. Lett. **75**(15), 2823 (1995).
- [4] A. Hemmerich and T. W. Hänsch, Phys. Rev. Lett. **70**(4), 410 (1993).
- [5] H. Schadwinkel, U. Reiter, V. Gomer, and D. Meschede, Phys. Rev. A **61**(1), 13409 (1999)
- [6] A. Rauschenbeutel, H. Schadwinkel, V. Gomer, and D. Meschede, Optics Communications **148**(1-3), 45 (1998)
- [7] W. Kim, C. Park, J.-R. Kim, Y.-L. Lee, J. Ihm, and K. An arXiv:1010.6023 (2010)
- [8] H. Z. Cummings and H. L. Swinney, Prog Opt **8**, 133(1970)
- [9] A. Ashkin, Phys. Rev. Lett. **40**(12), 729 (1978).
- [10] H. Z. Cummings and H. L. Swinney, *Progress in optics VIII*, chapter III, (North-Holland Publishing Company 1970)
- [11] R. J. Glauber, Phys, Rev, **130**(6), 2529 (1963)
- [12] R. J. Glauber, Phys, Rev, **130**(6), 2766 (1963)
- [13] D. Walls and G. Milburn, *Quantum optics* (Springer verlag, 2008)
- [14] H.-G. Hong, W. Seo, M. Lee, J.-H. Lee, and K. An, Opt. Express **17**(18), 15455 (2009).
- [15] R. H. Dicke, Phys. Rev. **89**(2), 472 (1953).
- [16] C. Cohen-Tannoudji, J. Dupont-Roc, and G. Grynberg,

Atom-Photon interactions: Basic Process and Applications,
(Wiley 1998)

[17] Wookrae Kim, *Measurement of resonance fluorescence spectrum from single trapped atom*, Ph.D. thesis, Seoul National University, Korea (2008)

Abstract

We analyzed the polarization of resonance fluorescence emitted from trapped atom in the optical lattice using real time high resolution spectroscopy system which can measure extremely weak signal. We also investigated the spectrum for each polarization component. The rubidium(^{85}Rb) atoms are trapped in the 3-D optical lattice, therefore they are also in Lamb-Dicke regime. Thus, The measured spectrum exhibits not only strong Rayleigh peak, but also weak Stokes and anti-Stokes Raman side bands. We checked that the three peaks shows different aspect as we varies the polarization.

In this paper we introduce the details of our magneto-optical trap(MOT) system for trapping the atoms, real time high resolution spectroscopy system and the structure of the unit cell of the optical lattice. Our MOT systems are phase stabilized which enables the formation of optical lattice. To measure the specrtum of fluorescence from atom cloud, we constructed real-time photon counting based second order correlation spectroscopy system. From the direction of electric fields at the minimum point of optical lattice, we calculated the polarization of observing light. By measuring the intensity for each polarization component, we confirmed our calculation. Also, we measured the spectrum for each polarization component to investigate the spectral shape change. Especially, we organized the relation among the oscillation frequency, saturation parameter and polarization

Keyword: Magneto optical trap, optical lattice, polarization, Lamb-Dicke regime, Light beating spectroscopy.